

Spin-dynamik und -manipulation an nanostrukturierten Systemen in Simulation und Experiment

Der Fakultät Physik
der Universität Duisburg-Essen
zur Erlangung des akademischen Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften

von **Sven Stienen**
aus Bottrop

Duisburg, Juli 2013

Tag der Disputation: 22.11.2013

Erstgutachter: Prof. Dr. Michael Farle, Universität Duisburg-Essen

Zweitgutachter: Dr. Jürgen Lindner, Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf

»Jeder Irrtum ist ein Schritt zur Wahrheit.«

Jules Verne

Kurzversion

Diese Arbeit befasst sich mit der Manipulation der Magnetisierung in einem Multiferroikum und in einer Permalloy Nanostruktur.

Im multiferroischen $CoFe_2O_4$ - $BaTiO_3$ Nanokompositsystem konnte durch oberflächensensitive Messmethoden und Röntgenbeugungsexperimente nachgewiesen werden, dass ein selbstorganisiertes Wachstum vorliegt. Es lässt sich eine Phasentrennung zwischen den ferrimagnetischen $CoFe_2O_4$ -Säulen und der ferroelektrischen $BaTiO_3$ -Matrix feststellen. Beide Phasen besitzen eine hohe kristalline Ordnung, wobei für das $CoFe_2O_4$ gegenüber dem Volumenwert eine um $\approx 0.5\%$ reduzierte Gitterkonstante bestimmt wurde. Messungen der magnetischen Eigenschaften zeigen, dass durch diese strukturelle Verzerrung eine uniaxiale magnetische Anisotropie im Nanokomposit erzeugt wird. Auf Grund der elastischen Kopplung beider Phasen an deren Grenzflächen lässt sich, mit Hilfe eines externen Magnetfeldes, eine Deformation des gesamten Nanokomposites hervorrufen. Mittels XLD-Messungen kann ein direkter, elementspezifischer Zusammenhang zwischen der Orientierung der Magnetisierung (d.h. dem resultierenden magnetischen Moment des Co und Fe) und dem elektrischen Dipolmoment des $BaTiO_3$ (bestimmt durch die Position des Ti) nachgewiesen werden. Die elektrischen Eigenschaften des Nanokomposites können daher mit einem externen Magnetfeldes kontrolliert werden.

Der zweite Bereich dieser Dissertation befasst sich mit der Beschreibung von dynamischen Prozessen einer Magnetisierung, die durch ein externes Hochfrequenzfeld angeregt wird. Hierzu wird ein mikromagnetisches Simulationsverfahren vorgestellt, mit dem sich Experimente zur Ferromagnetischen Resonanz modellieren lassen. Um die Qualität des Verfahrens zu überprüfen, wurde die mikromagnetische Simulation der Dispersionsrelation der uniformen Mode (Resonanzlinienbreite und -position) eines dünnen Permalloy-Film in der Filmebene mit den Vorhersagen analytischer Theorien (Kittel) verglichen. Es konnte eine maximale Abweichung von $\approx 0.02\%$ ermittelt werden.

Des Weiteren wurden die Dispersionsrelationen einer Permalloy-Leiterbahn in zwei magnetisch unterschiedlichen Orientierungen gemessen und simuliert. Im Gegensatz zum unstrukturierten Film, lassen sich verschiedene Arten von Anregungsmoden identifizieren. Es werden Modelle erläutert, anhand derer das Verhalten dieser Moden qualitativ wiedergegeben werden kann. Dabei wird berücksichtigt, dass dynamische Entmagnetisierungsfelder und Inhomogenitäten im statischen Entmagnetisierungsfeld auftreten. Auf Grund dieser Felder ist eine Analyse der Resonanzpositionen mittels der Kittelgleichung nicht möglich bzw. müssen Hilfsannahmen wie eine effektive Leiterbahnbreite eingeführt werden. Der Vergleich von simulierten und gemessenen Anregungsmoden zeigt, dass die hohe Abweichung bestimmter Anregungsmoden auf die Rauigkeit der Leiterbahnränder zurückgeführt werden kann. Des Weiteren weicht entweder die Sättigungsmagnetisierung des Probensystem, gegenüber dem Volumenwert von Permalloy, um $\approx 10\%$ ab, oder es liegt ein reduzierter g-Faktor von $g = 2.045$ vor.

Abstract

The present work deals with the manipulation of the magnetization in a multiferroic system and in a permalloy nanostructure.

A multiferroic $CoFe_2O_4$ - $BaTiO_3$ nanocomposite shows a self-organized growth, as determined by surface sensitive methods and X-ray diffraction experiments. A phase separation between the ferrimagnetic $CoFe_2O_4$ pillars and the ferroelectric $BaTiO_3$ matrix is observed. Both phases have a high crystalline order. The lattice constant of the $CoFe_2O_4$ is reduced by $\approx 0.5\%$ compared to the bulk value. Due to this structural distortion, a uniaxial magnetic anisotropy is generated in the nanocomposite. Since there is an elastic coupling at the interfaces between the two phases, a deformation of the entire nanocomposite can be achieved by applying an external magnetic field. A direct, element-specific correlation between the orientation of the magnetization and the electric dipole moment of the $BaTiO_3$ could be revealed using XLD measurements. The results show that it is possible to control the electrical properties of the nanocomposites by means of an external magnetic field.

Furthermore, in this thesis the dynamic processes of an externally driven magnetisation are discussed. For this purpose, a micro-magnetic simulation method is presented to model ferromagnetic resonance experiments. To check the quality of the method, the dispersion relation of the uniform mode (resonance linewidth and field) of a thin permalloy film has been simulated with external field applied within the film plane and compared with the predictions of conventional theory (Kittel). As result a maximum deviation of $\approx 0.02\%$ was observed.

In addition, the dispersion relations of a Permalloy stripe were measured and simulated in two different magnetic orientations. In contrast to the unstructured film, various types of excitation modes can be identified. Models are described, by which the behavior of these modes can be understood qualitatively. The models take into account that dynamic demagnetization fields and inhomogeneities in the static demagnetizing field occur. Due to these inhomogeneous demagnetizing fields an analysis of the resonance positions in terms of Kittel's equation is not possible and auxiliary assumptions must be introduced such as an effective stripe width. Comparising the simulated and measured excitation modes, conclusions on the magnetic parameters of the sample can be drawn. The discrepancy between certain, measured and simulated excitation modes can be attributed to the roughness at the stripe edges. Additionally, there is evidence that either the saturation magnetization of the sample system differs by $\approx 10\%$ compared to the bulk value of permalloy, or a reduced g-factor of $g = 2.045$ is present.

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	9
1.1	Motivation	9
1.2	Übersicht	12
2	Theoretische Grundlagen	15
2.1	Die Austauschwechselwirkung	15
2.2	Die Spin-Bahn-Kopplung	17
2.3	Der g-Faktor	18
2.4	Ferromagnetische Resonanz	20
2.4.1	Die Landau-Lifschitz Gleichung (LLG)	20
2.4.2	Allgemeine Resonanzbedingung	23
2.4.3	Lösung der Landau-Lifschitz-Gleichung	26
2.5	Linienform der Ferromagnetischen Resonanz	27
2.6	Magnetische Anisotropien	30
2.6.1	Die Formanisotropie	31
2.6.1.1	Inhomogenes Entmagnetisierungsfeld eines Quaders	35
2.6.2	Magnetokristalline Anisotropie	40
2.6.3	Magnetostriktion	43
2.7	Austausch- und dipolargekoppelte Spinwellen	46
2.8	Anisotroper Magnetowiderstand in Metallen	53
2.9	Röntgenabsorptionsspektroskopie	55
2.9.1	Röntgen Lineardichroismus (XLD)	55
2.9.1.1	Natürlicher Röntgen Lineardichroismus	56
2.9.1.2	Magnetischer Röntgen Lineardichroismus	58
3	Herstellungsprozesse und Wachstumsverhalten	59
3.1	Mikrostrukturierter Permalloy-Draht	59
3.2	Gepulste Laserdeposition	61
3.2.1	Aufdampfzeitenbestimmung eines $BaTiO_3$ - $CoFe_2O_4$ Targets	66
3.2.2	Präparationsparameter zur Herstellung eines $BaTiO_3$ - $CoFe_2O_4$ Nanokomposites	67
3.2.2.1	Kristallstruktur des $BaTiO_3$ und dessen elektrische Eigenschaften	68

3.2.2.2	Kristallstruktur des $CoFe_2O_4$ und dessen magnetische Eigenschaften	71
3.2.2.3	Wachstumsverhalten eines $BaTiO_3$ - $CoFe_2O_4$ Nanokomposites	73
4	Ergebnisse und Diskussionen	77
4.1	Charakterisierung des $BaTiO_3$ - $CoFe_2O_4$ Nanokomposites	77
4.1.1	Oberflächenbeschaffenheit	78
4.1.1.1	Kristalline Struktur	82
4.1.2	Chemische Zusammensetzung	87
4.1.3	Magnetische Eigenschaften	91
4.1.3.1	Orientierung der Magnetisierung im remanenten Zustand	91
4.1.3.2	Magnetische Hysteresemessungen zur Bestimmung der Sättigungsmagnetisierung und eines Anisotropiefeldes	94
4.2	Elastische Kopplung zwischen $BaTiO_3$ und $CoFe_2O_4$	99
4.2.1	Manipulation der $BaTiO_3$ - Kristallstruktur	107
4.2.2	Einfluss der Kristalldeformation auf das XLD-Signal	108
4.3	Simulationen zur Bestimmung der Magnetisierungsdynamik einer Leiterbahn	115
4.3.1	Das Simulationsverfahren	115
4.3.2	Digitalisierung des Probensystems	118
4.3.3	Berechnung eines relaxierten, remanenten Grundzustandes	119
4.4	Simulation eines Spektrums der ferromagnetischen Resonanz	123
4.4.1	Analyse eines simulierten Spektrums der ferromagnetischen Resonanz	123
4.4.2	Einfluss der Orientierung des Hochfrequenzfeldes	130
4.4.3	Einfluss unterschiedlicher Abbruchzeiten	134
4.4.4	Einfluss der Zellendimensionen	136
4.4.5	Simulation mit erhöhter Felddauflösung	141
4.5	Frequenzabhängige Dispersionsrelation	142
4.5.1	Dispersion eines unendlich ausgedehnten Filmes	142
4.5.1.1	Die uniforme Anregung	150
4.5.2	Dispersionsrelation einer Permalloy-Leiterbahn in magnetisch leichter Richtung	151
4.5.2.1	Die quasi-uniforme Mode	155
4.5.2.2	Analyse mittels der Kittelgleichung	160
4.5.2.3	Ermittlung des Dämpfungsparameters α	163
4.5.2.4	Vergleich der Simulationsergebnisse mit experimentellen Daten	164

4.5.3	Dispersionsrelation einer Permalloy-Leiterbahn in magnetisch schwerer Richtung	170
4.5.3.1	Nicht ausgerichtete Anregungsmoden	172
4.5.3.2	Lokalisierte quasi-uniforme Moden	177
4.5.3.3	Anregungsmoden in den Randbereichen	186
4.5.3.4	Vergleich der Simulationsergebnisse mit experimentellen Daten	188
5	Zusammenfassung	197
6	Anhang	201
6.1	Austauschenergie	201
6.2	Spin-Bahn-Kopplung	202
6.3	Einstein de Haas Versuch	204
6.4	Lösung der Poisson-Gleichung	205
6.5	Bestimmung der Komponenten des Entmagnetisierungstensors	207
6.6	Präzessionsterm in der Landau-Lifschitz-Gleichung	209
6.7	Äquivalenz der Landau-Lifschitz-Gilbert-Gleichung zur Landau-Lifschitz-Gleichung	210
6.8	Transformation der effektiven Induktion und der LLG in Kugelkoordinaten	211
6.9	Zusammenhang zwischen freier Energiedichte und effektiver Induktion	213
6.10	Berechnung der allgemeinen Resonanzbedingung	213
6.11	Lösung der LLG	214
6.12	Poynting'sche Energieerhaltung	216
6.13	Umformung von χ'' in eine Lorentzfunktion	217
6.14	Bestimmung der Resonanzlinienbreite	218
6.15	Relative Längenänderungen auf Grund von Magnetostriktion	218
6.16	Inverse Magnetostriktion	223
6.17	Energie austauschgekoppelter Spinwellen	223
6.18	Dispersionsrelation dipolar gekoppelter Spinwellen	225
6.19	Piezoelektrischer Effekt in $BaTiO_3$	234
6.20	Simulierte Hysteresekurve	236
6.21	Kommentierte OOMMF-Datei zur Relaxation	238
6.22	Kommentierte OOMMF-Datei zur Berechnung der ferromagnetischen Resonanz	241
6.23	Dispersionsrelationen einer 300 nm breiten Permalloy-Leiterbahn	245
6.24	Entmagnetisierungsfeld einer verkippten Magnetisierung	246
6.25	Momentaufnahmen eines FMR-Spektrums	248
	Literaturverzeichnis	250

1 Einführung

In der gegenwärtigen Welt lässt sich in den letzten Jahren ein rasanter Anstieg der Technisierung der Gesellschaft feststellen. Dabei beschränkt sich die Verwendung von computergestützten Systemen nun nicht mehr nur auf den Bereich von Forschung und Wissenschaft. Vielmehr besitzt in den Industrienationen durch die Entwicklung neuer Techniken ein Großteil der Bevölkerung Zugang zu dieser Technologie. Es existieren immer mehr Systeme, die im täglichen Leben eingesetzt werden und dieses erleichtern können. Da die Komplexität der dazu verwendeten Programme und Anwendungen zunimmt, muss ein ständiger Anstieg der Speicherkapazität gewährleistet werden. Der stete Fortschritt auf dem Gebiet der Miniaturisierung im Herstellungsprozess hat die Technologie der magnetischen Speichermedien vorangetrieben. Grundlegende Kenntnisse über die dynamischen Prozesse einer lokal begrenzten Magnetisierung sind unverzichtbar für weitere Verbesserungen dieser Technik. Des Weiteren wird auf Grund der starken Expansion der Informationstechnik, der damit verbundenen Ressourcenverknappung und dem erhöhten Energieverbrauch, nach alternativen Möglichkeiten gesucht, Informationen energieeffizient zu speichern bzw. zu manipulieren.

1.1 Motivation

Die vorliegende Dissertation lässt sich in zwei unterschiedliche Bereiche unterteilen, die sich beide thematisch mit der Manipulation von Magnetisierungen befassen.

(1) In der jüngeren Vergangenheit hat sich ein verstärktes Interesse am Verständnis und der Entwicklung von multiferroischen Materialien entwickelt [Ram07, Kam12]. Dabei werden solche Stoffe als multiferroisch bezeichnet, die sowohl eine ferromagnetische als auch eine ferroelektrische Ordnung aufweisen. Mittels dieser Klasse von Materialien besteht die Möglichkeit eine Vielzahl von Anwendungen zu realisieren, die zu einer neuen Speichertechnik führen könnten [Sco07, Fie05]. So ist z.B. ein Ziel ein Bauelement zu entwickeln, das durch die Kopplung der ferroischen Eigenschaften ermöglicht, die Magnetisierung einer Nanostruktur ausschließlich durch anlegen eines elektrischen Feldes zu kontrollieren [Kle09a]. Diese Art von Bauelement bietet einen entscheidenden Vorteil gegenüber der bisherigen Technik, da es keinen direkten Stromfluss benötigt. Dies vermeidet eine Erwärmung des Systems auf Grund von elektrischen Verlusten und ist somit wesentlich energiesparender und robuster. Die Suche nach einem geeigneten Material, welches bei Raumtemperatur ein intrinsisches Multiferroikum ist, gestaltet sich als schwierig. Zumal Veränderungen der Eigenschaften solch eines Materials sich

immer auf beide ferroische Eigenschaften auswirken [Eer06, Hil00]. Daher wird verstärkt in Richtung einer alternativen Kompositstruktur gearbeitet. In jenen Strukturen sind die ferroelektrischen und ferromagnetischen Phasen von einander getrennt, so dass die Möglichkeit besteht, jede Phase einzeln für den Betrieb bei Raumtemperatur zu optimieren. Dabei ist es durch die geeignete Wahl der Herstellungsparameter möglich, dass sich im Bereich von einigen $100\text{ }\mu\text{m}$ ein selbstorganisiertes Wachstum (auf Nanometerbasis) des Komposites zeigt [Nan08]. In derartigen Strukturen wird die elastische Kopplung zwischen den beiden Phasen ausgenutzt, um so ein multiferroisches Verhalten des Komposits zu erzeugen [Eer07, Run74]. Das heißt, für solch ein System wird zum einen ein piezoelektrisches Material benötigt und zum anderen sollte ein Material mit einem hohen magnetostriktiven Verhalten verwendet werden. Als ein Prototyp bietet sich ein Komposit aus BaTiO_3 und CoFe_2O_4 an, welches die geforderten Eigenschaften erfüllt und zudem keine Seltenen Erden enthält. Für dieses System ist bekannt, dass es bei bestimmten Herstellungsbedingungen ein selbst organisiertes Wachstum aufweist, indem sich Säulen von CoFe_2O_4 in einer Matrix aus BaTiO_3 bilden [Zhe04b]. Wird an diese System eine elektrische Spannung angelegt, dann ruft diese eine Verzerrung der Matrix hervor, welche sich wiederum über die elastische Kopplung auf die Magnetisierung der Säulen überträgt. Um ein besseres Verständnis für diesen Effekt zu erhalten, ist es unerlässlich, eine ausführliche Kenntnis über die auftretende Kopplung zu gewinnen. Dazu sind im Rahmen dieser Arbeit zunächst Verbesserungen an einer Aufdampfanlage vorgenommen worden, mit dem Ziel eigene Kompositproben herstellen zu können. Diese wurden im Bezug auf strukturelle als auch magnetische Eigenschaften ausführlich charakterisiert. Die daraus erhaltenden Erkenntnisse dienen als Grundlage für die Interpretation weitergehender Untersuchungen mittels linearen Röntgendiffraktometrie. Mit Hilfe dieser Technik konnte die elastische Kopplung der beiden Phasen auf atomarer Basis nachgewiesen werden.

(2) Wurde im vorherigen Themenbereich ein System vorgestellt, dass für die Anwendung in einem Bauelement bestimmt ist, befasst sich ein weiterer Bereich der vorliegenden Arbeit mit den grundlegenden dynamischen Eigenschaften einer Magnetisierung. Da dies eine fundamentale Eigenschaft darstellt, die bei jeder Manipulation einer Magnetisierung auftritt, sind Erkenntnisse in diesem Bereich für Anwendungselemente, wie z.B. Speichermedien von entscheidender Bedeutung [Lau11, Mos02]. Dabei stützen sich die Modelle zur Beschreibung der Magnetisierungsdynamik auf die Landau-Lifschitz-Gleichung [Lan35]. Durch fortschrittliche Produktionstechniken ist es möglich geworden, nun nicht nur Eigenschaften von magnetischen Filmen zu untersuchen, sondern auch strukturierte Systeme auf einer Nanometerskala herzustellen [Vie00, Man13]. Mit Hilfe dieser Technik besteht die Möglichkeit, Systeme wie z.B. ein "Racetrack"-Speicher zu realisieren [Par08] oder Informationen in der Orientierung eines Vortextzustandes zu speichern [Wae06, Cow07]. Damit sich solche Elemente nicht nur konstruieren lassen, sondern sie auch auf ihre Funktion hin optimiert werden können, ist es zwingend notwendig, die Prozesse der Spindynamik auch auf Basis eines

nanostrukturierten Systems zu verstehen.

Als eine Methode die einen direkten Zugriff auf die Größen in der Landau-Lifschitz-Gleichung erlaubt und damit auch Aussagen über dynamische Prozesse zulässt, hat sich die Ferromagnetische Resonanz (FMR) etabliert [Lin08]. Dabei ist dies eine integrale Messmethode und durch ihr Auflösungsvermögen nur bedingt dazu geeignet einzelne Nanostrukturen zu untersuchen [Far98]. Um das Auflösungsvermögen zu verbessern, sind in der Vergangenheit einige Modifikationen des Messverfahrens vorgenommen worden, so dass es derweil möglich ist, einzelne magnetische Leiterbahnen mittels der ferromagnetischen Resonanz zu analysieren [Cos06, Ban11, Ort88]. Diese Entwicklung ist bis zum heutigen Tage nicht abgeschlossen. Es werden bestehende Techniken weiter verbessert, um nicht nur ein hohes Auflösungsvermögen zu garantieren, sondern auch mehr Informationen über das dynamische Verhalten zu erlangen.

Um jedoch den physikalischen Ursprung der so erhaltenen Messsignale zu identifizieren und so ein weitreichendes Verständnis für die auftretenden dynamischen Prozesse zu gewinnen, ist es hilfreich, die Vorgänge des Experimentes in ein numerisches Modell zu übertragen, dessen Ergebnisse zu interpretieren und mit den entsprechenden Messungen zu vergleichen. Dazu sind in dieser Arbeit mikromagnetische Simulationen durchgeführt worden, wobei eine zusätzliche Routine entwickelt wurde, die es ermöglicht, eine Messung der ferromagnetischen Resonanz an einem komplexen magnetischen System zu simulieren.

Im Rahmen einer Kooperation sind Permalloy (Eisen-Nickel-Legierung) Leiterbahnen hergestellt und mit Hilfe eines neu erstellten FMR-Messaufbaus untersucht worden [Rec13]. Dieser Messaufbau erlaubt es, die Magnetisierung einer isolierten Nanostruktur durch Einstrahlung variabler Frequenzen anzuregen. Dabei basiert die Detektion auf der Grundlage des anisotropen Magnetowiderstandes, dessen Auflösungsvermögen es zulässt, schon kleine (oder sehr lokale) Anregungen zu messen [Mec07]. Entsprechende Messungen an der Leiterbahn zeigen eine Vielzahl von verschiedenen Anregungsmoden, die sich durch ihren Frequenzverlauf von einander unterscheiden. Um die dynamischen Prozesse zu verstehen, die zur Entstehung dieser Moden führen, ist es erforderlich, die Messsignale eindeutig einer bestimmten Anregung zuzuordnen. Diese Zuordnung ist mittels des entwickelten Simulationsverfahrens möglich geworden, so dass sich der physikalische Ursprung der Anregungen diskutiert lässt. Dabei hat sich herausgestellt, dass der Einfluss des Entmagnetisierungsfeldes solch einer Leiterbahn nicht zu vernachlässigen ist, vielmehr dominiert dieses Feld die dynamischen Prozesse der Magnetisierung.

1.2 Übersicht

Kapitel 1 - Einführung

In diesem Kapitel wird die vorliegende Arbeit in einen Zusammenhang zu aktuellen physikalischen Entwicklungen gestellt.

Kapitel 2 - Theoretische Grundlagen

Zu Beginn dieses Kapitels wird eine Einführung in die Grundlagen eines Ferromagneten gegeben, dabei wird speziell auf die im Weiteren benötigten Eigenschaften eingegangen. Mit Hilfe des Landau-Lifschitz Formalismus werden die dynamischen Eigenschaften einer Magnetisierung diskutiert und im Zuge dessen die Messmethode der ferromagnetischen Resonanz vorgestellt. Es werden unterschiedliche magnetische Anisotropiebeiträge betrachtet, mit einer ausführlichen Darstellung der Einflüsse der geometrischen Form eines quaderförmigen Systems auf die Magnetisierungsdynamik. Des Weiteren werden verschiedene Moden eines ferromagnetischen Systems gezeigt, die sich mittels der ferromagnetischen Resonanz anregen lassen. Abschließend findet sich eine Beschreibung des Röntgen Lineardichroismus und dessen Möglichkeiten zur Untersuchung von Kristallstrukturen.

Kapitel 3 - Herstellungsprozess und Wachstumsverhalten

Zunächst widmet sich dieses Kapitel dem Aufbau einer mikrostrukturierten Permalloy-Leiterbahn, welche als Grundlage für die durchgeführten Simulationen dient. Danach wird die Herstellungstechnik der gepulsten Laserdeposition erläutert. Dieses Verfahren ist für die Produktion von $BaTiO_3$ - $CoFe_2O_4$ Kompositen verwendet worden, daher wird die dafür genutzte Präparationskammer detailliert beschrieben. Ein weiterer Abschnitt stellt die, für die Anlage spezifischen Herstellungsparameter vor und das Wachstumsverhalten der einzelnen Komponenten bzw. des Komposits wird beschrieben.

Kapitel 4 - Ergebnisse und Diskussionen

Es werden Messungen vorgestellt, mit denen sowohl strukturelle als auch magnetische Eigenschaften einer $BaTiO_3$ - $CoFe_2O_4$ Kompositprobe untersucht worden sind. An der so vorcharakterisierten Probe sind im Weiteren mittels Röntgen-Lineardichroismus die Einflüsse eines von außen angelegten Magnetfeldes auf die Kristallstruktur des $BaTiO_3$ analysiert worden.

Ein weiterer Teil dieses Kapitels erläutert das Verfahren zur Berechnung von Spektren der ferromagnetischen Resonanz mit Hilfe von mikromagnetischen Simulationen. Dabei wird anhand einer Permalloy Leiterbahn diskutiert, wie sich Variationen von verschiedenen Simulationsparameter auf die Simulationsergebnisse auswirken.

Mit den so optimal bestimmten Parameter wird an dem Beispiel eines unendlich ausgedehnten Films eine frequenzabhängige Dispersionsrelation berechnet. Die Resulta-

te dieser Simulation werden mit den Vorhersagen des Kittelformalismus verglichen, so dass dadurch eine Aussage über die Qualität der Simulationen getroffen werden kann.

Im Folgenden werden Dispersionsrelationen einer Permalloy-Leiterbahn in magnetisch leichter und schwerer Richtung gezeigt. Die dort auftretenden Anregungsmoden werden identifiziert und Modelle erstellt, die ihre physikalischen Ursprünge beschreiben. Zu jeder Richtung werden entsprechende Messungen vorgestellt, die in einen Zusammenhang mit den Simulationen gebracht werden.

Kapitel 5 - Zusammenfassung

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse dieser Dissertation zusammengefasst.

Kapitel 6 - Anhang

Im Anhang befinden sich eine Vielzahl von Herleitungen oder zusätzlichen Berechnungen. Diese übersteigen den Rahmen der Arbeit, sind jedoch zum Verständnis einiger Sachverhalte hilfreich. Des Weiteren sind dort kommentierte OOMMF-Quelldateien aufgeführt, die es ermöglichen sollten, anhand der Beispiele die Struktur dieser Art von Dateien nachzuvollziehen.

2 Theoretische Grundlagen

Um eine bessere Interpretation für die in der vorliegenden Arbeit untersuchten physikalischen Phänomene zu gewährleisten, werden in diesem Kapitel die theoretischen Grundlagen erläutert. Da im Rahmen der Dissertation ausschließlich magnetische Systeme behandelt wurden, beginnt das Kapitel mit einer Einführung in die grundlegenden Eigenschaften eines Ferromagneten. Auf diese wird im weiteren Verlauf immer wieder zurückgegriffen, um komplexere Vorgänge zu diskutieren. Eine besondere Gewichtung liegt dabei auf dem Abschnitt des Einflusses der Formanisotropie auf einen ferromagnetischen Körper, da dieser einer der wesentlichen Effekte zum Verständnis der im Kapitel 4 (Ergebnisse und Diskussionen) gezeigten Systeme ist. Des Weiteren ist eine ausführliche Beschreibung der Messmethode der ferromagnetischen Resonanz zu finden, da diese sowohl in Experiment als auch Simulation die hauptsächlich angewandte Untersuchungsmethode ist. Abschließend werden noch die Grundlagen des Röntgen-Lineardichroismus vorgestellt, um die Ergebnisse dieser Arbeit interpretieren zu können, die an Synchrotrons gesammelt worden sind.

2.1 Die Austauschwechselwirkung

Im Gegensatz zu Paramagneten, bei denen vorhandene magnetische Momente nur mit externen magnetischen Feldern wechselwirken, existieren in einem ferroischen Festkörper unkompenzierte magnetische Momente, die unterhalb der Ordnungstemperatur (im Falle eines Ferromagneten ist das die Curie-Temperatur [Ber92, Cur95]) durch die Austauschwechselwirkung gekoppelt sind und sich spontan parallel (Ferromagnetismus) oder antiparallel (Ferri- und Antiferromagnetismus) zueinander ausrichten. Um dieses Phänomen möglichst anschaulich beschreiben zu können, bleibt man häufig im Bild der lokalisierten magnetischen Momente, welches auch in dieser Arbeit im Weiteren verwendet wird.

Als Ursache für die Austauschwechselwirkung findet sich das Pauli-Prinzip [Pau25], wonach die Gesamtwellenfunktion $\psi_g(\underline{r}_1, \underline{r}_2, \underline{s}_1, \underline{s}_2)$ zweier überlappenden elektronischer Ladungsverteilungen antisymmetrisch sein muss, da es sich um Fermionen handelt. Die Gesamtwellenfunktion lässt sich als ein Produkt aus Orts- $\phi(\underline{r}_1, \underline{r}_2)$ und Spinwellenfunktion $\chi(\underline{s}_1, \underline{s}_2)$ darstellen $\psi_g(\underline{r}_1, \underline{r}_2, \underline{s}_1, \underline{s}_2) = \phi(\underline{r}_1, \underline{r}_2) \cdot \chi(\underline{s}_1, \underline{s}_2)$. Auf Grund der benötigten Überlappung, hat diese Wechselwirkung für lokalisierte Momente einen sehr kurzreichweitigen Charakter bzw. es kann in guter Näherung davon ausgegangen

werden, dass diese Wechselwirkung nur zwischen der Anzahl nächsten Nachbarn N besteht. Diese Annahme hat besondere Bedeutung für die im weiteren Verlauf vorgestellte (siehe Abschnitt 4.3.1) Methode, zur numerischen Berechnung verschiedenster magnetischer Systeme. Es existieren in der Natur durchaus Austauschphänomene mit größerer Reichweite, wie zum Beispiel der Superaustausch, bei diesem koppeln zwei magnetische Momente über Zwischenatome [And50] (als klassisches Beispiel sei der MnO-Kristall genannt). Diese Art des Austausches hat für diese Arbeit jedoch keine Relevanz und wird im Weiteren auch nicht betrachtet. Eine Folge des Pauli-Prinzips in Kombination mit der Coulombwechselwirkung ist, dass es eine energetische Aufspaltung zwischen paralleler und antiparalleler Konfiguration benachbarter Spinmomente gibt. Diese Aufspaltung wird häufig im Heisenberg-Modell mit Hilfe des Spin-Hamilton-Operators beschrieben [Hei28, Stö06], wobei reiner Spinmagnetismus angenommen wird. Aus dieser Annahme lässt sich ableiten, dass die Orbitale, in denen sich die Elektronen (die Träger des Spinmagnetismus) befinden, kein magnetisches Moment besitzen. Dies trifft auf die betrachteten metallischen Systeme im Wesentlichen zu (Aufhebung des Orbitalmomentes durch das Kristallfeld, siehe Abschnitt 2.3):

$$\mathcal{H}_{ex} = -\frac{1}{\hbar^2} \sum_{i \neq j}^N J_{ij} \cdot \hat{S}_i \cdot \hat{S}_j = -\frac{2}{\hbar^2} \sum_{i < j}^N J_{ij} \cdot \hat{S}_i \cdot \hat{S}_j \quad (2.1)$$

In diesem Falle sind \hat{S}_i und \hat{S}_j Spinoperatoren und J_{ij} wird als Austauschintegral bezeichnet. Die Umformung gilt für einen symmetrischen Austausch $J_{ij} = J_{ji}$, wodurch die Summation verändert wird und die 2 erscheint. Durch die Forderung des verschwindenden Momentes der Orbitale (damit ist die Ortswellenfunktion in jeder Raumrichtung identisch) folgt, dass J_{ij} räumlich isotrop ist. Diese Formulierung des Heisenberg-Hamiltonians ist durch die Operatorschreibweise bedingt. Wird im Allgemeinen der Hamiltonoperator auf einen Spin-Eigenzustand χ angewandt, resultieren daraus die Energieeigenwerte $\mathcal{H}_{ex} | \chi \rangle = E | \chi \rangle$. Wird jedoch der Spinoperator \hat{S} auf einen Spin-Eigenzustand angewendet, wobei z die ausgezeichnete Quantisierungsachse sein soll, findet sich $\hat{S}_z | \chi \rangle = \hbar \cdot m_s | \chi \rangle$. Wird die am Anschluss folgende Definition des Austauschintegrals verwendet, hat diese schon die Größe einer Energie, daher befindet sich der Faktor $\frac{1}{\hbar^2}$ als Normierungsgröße in Gleichung (2.1).

Das Austauschintegral beschreibt die Überlappung von Elektronenorbitalen der Atome an der Position i bzw. j und ist definiert als [Stö06]:

$$J_{ij} = \iint \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_{12}} \cdot \phi_i(r_1) \phi_j(r_2) \phi_i^*(r_2) \phi_j^*(r_1) \cdot dr_1 dr_2$$

ϕ_i und ϕ_j sind in diesem Falle die Ortswellenfunktionen der einzelnen Elektronen, die sich zu einer Gesamtortswellenfunktion ϕ_g zusammensetzen. Des Weiteren ist die Größe $r_{12} = |r_1 - r_2|$ ein Maß für den Abstand zwischen den beiden Ortswellenfunktionen.

In der Regel lässt sich das Integral nur numerisch lösen, da Vielteilchenwellenfunktionen benötigt werden. Das gezeigte Beispiel gilt nur für ein Zwei-Elektronen-System. Das Vorzeichen von J_{ij} bestimmt die Art der Kopplung in dem magnetischen Festkörper. Für $J_{ij} < 0$ besteht zwischen den Spinnmomenten eine antiferromagnetische Kopplung, benachbarte Momente bevorzugen eine antiparallele Ausrichtung. Dagegen stellt sich für $J_{ij} > 0$ eine ferromagnetische Kopplung der Momente ein. Es ist somit energetisch günstiger, benachbarte Momente parallel zueinander auszurichten. Für die Austauschenergie findet sich im Kontinuumsmodell, wobei \underline{m} der Richtungsvektor der Magnetisierung ist (siehe Anhang 6.1):

$$E_{aus} = A \int (\nabla \cdot \underline{m})^2 dV \quad (2.2)$$

A ist eine Materialkonstante und wird Austauschkonstante genannt. Aus Gleichung (2.1) ist ebenfalls ersichtlich, dass der Austausch nur von der relativen Orientierung der jeweiligen Spinnmomente abhängt. Diese Wechselwirkung alleine kann damit nicht zu einer magnetischen Anisotropie (siehe Abschnitt 2.6) in einem Festkörper führen, da sie nicht an den Ortsraum gekoppelt ist. Dies ändert sich, wenn Grenzflächen eingeführt werden oder eine Spin-Bahn-Kopplung im System existiert.

Abschließend sei erwähnt, dass das Heisenbergmodell eine reine 3-dimensionale Beschreibung des Austauschphänomens ist. Für 1-dimensionale Systeme lässt sich das Ising-Modell verwenden, welches mit einer Erweiterung auch zum Lösen von 2-dimensionalen Problemen verwendet werden kann [Büc05].

2.2 Die Spin-Bahn-Kopplung

Die Spin-Bahn-Kopplung ist der physikalische Ursprung für die im weiteren diskutierten Themen wie magnetokristalline Anisotropie, Magnetostraktion und anisotroper Magnetowiderstand. Zur Einführung des Effektes wird zunächst eine einfache Betrachtungsweise vorgestellt. Dafür wird zunächst der Bahndrehimpuls \underline{L} (es wird L verwendet, um Verwechslungen mit der Quantenzahl l auszuschließen) eines Elektrons, im idealisierten Bild einer kreisförmigen Bewegung um einen Atomkern, behandelt. Eine bewegte elektrische Ladung erzeugt ein Magnetfeld, welches durch die Maxwell-Gleichungen [Max65, Jac06] beschrieben wird. Betrachtet man die Orbitalschale des Elektrons als eine Leiterschleife mit der eingeschlossenen Fläche \underline{A} , so stellt diese einen magnetischen Dipol dar, welchem ein Dipolmoment $\underline{\mu}_L$ zugeordnet werden kann [Dem02]:

$$\underline{\mu}_L = I \cdot \underline{A} = -\mu_B \frac{\underline{L}}{\hbar} \text{ mit } \mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} \quad (2.3)$$

Eine genauere Beschreibung dieser Beziehung ist im Anhang 6.2 zu finden. Dabei ist I äquivalent zum Strom, den das Elektron auf seiner Kreisbahn erzeugt. μ_B wird Bohrsches Magneton genannt und entspricht dem Bahndrehimpuls des Elektrons des Wasserstoffatoms auf dem ersten Bohrschen Radius im Bohrschen Atommodell. In diesem sehr einfachen Bild ist \underline{L} ein klassischer Vektor, jedoch führt die Quantenmechanik dazu, dass im Allgemeinen dort die Eigenwerte des Drehimpulsoperators \hat{L} Verwendung finden. Bis zu diesem Zeitpunkt war das Ruhesystem der Atomkern. Wird nun das Bezugssystem gewechselt, in dem das Elektron als ruhend angenommen wird, kreist der Atomkern um das Elektron und erzeugt so am Ort des Elektrons ein magnetisches Bahnmoment $\underline{\mu}_L$. Dieses Moment wechselwirkt/koppelt mit dem intrinsischen magnetischen Spinnmoment $\underline{\mu}_s$ des Elektrons. Daher ist es ersichtlich, dass es einen energetischen Unterschied der Zustände $\underline{\mu}_L \parallel \underline{\mu}_s$ und $\underline{\mu}_L \nparallel \underline{\mu}_s$ gibt. Auf die genauen Kopplungsmechanismen wird an dieser Stelle nicht weiter eingegangen. Es sei nur erwähnt das für ein Mehrelektronensystem bei schwacher Kopplung eine LS-Kopplung [Hak02, Rus25] und für starke Kopplung eine JJ-Kopplung [Dem04] vorliegt. Im obigen Beispiel hat die Bewegung des Elektrons eine Kreisbahn beschrieben, diese existiert in der Natur jedoch nicht und wurde nur zur Anschaulichkeit verwendet. Vielmehr gilt für ein kugelförmiges s-Orbital $\underline{\mu}_L = 0$, auf Grund der völlig isotropen räumlichen Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Elektrons innerhalb dieses Orbitales. Außerdem wurde bisher nur ein isoliertes Atom betrachtet. Geht man jedoch zu einem Festkörper über, befinden sich Atome in der Regel auf Positionen in einem Kristallgitter und es entstehen Bindungen zu Nachbaratomen. Dies führt zu gerichteten Orbitalen, die an die Struktur des Kristallgitters gebunden sind. Daher existiert auch eine Kopplung des magnetischen Spinnmomentes an das Kristallgitter, falls das Bahnmoment nicht durch das Kristallfeld (siehe Abschnitt 2.3) komplett ausgelöscht wird [O'H00]. In mesoskopischen Systemen ist $\underline{\mu}_L \ll \underline{\mu}_s$ [Hon05, Kle09b, Fau12], weshalb der Spinmagnetismus dominiert, allerdings bildet die Spin-Bahn Kopplung die Grundlage für die magnetokristalline Anisotropien bzw. ist in dynamischen Prozessen ein Faktor für die Relaxation des Systems.

2.3 Der g-Faktor

Im vorherigen Abschnitt wurde in Gleichung (2.3) die Beziehung zwischen magnetischem Moment und Bahndrehimpuls gezeigt. Im Allgemeinen wird die Gleichung in der folgenden Form geschrieben.

$$\underline{\mu}_L = -g\mu_B \frac{\underline{L}}{\hbar} \quad (2.4)$$

Dabei ist g der Landésche g-Faktor, der das Verhältnis zwischen magnetischen Moment und Drehimpuls angibt. Im zuvor gezeigten Falle von reinem Bahnmagnetismus gilt $g = g_l = 1$. Geht man jedoch von reinem Spinmagnetismus aus, wie er im Abschnitt 2.1 behandelt worden ist, findet sich $g = g_s = 2.0023 \approx 2$ [Ber92]. Historisch wurde

dies mit dem Einstein-de Haas Versuch experimentell bestätigt (siehe Anhang 6.3). In der Regel liegt meistens eine Mischung beider magnetischer Momente vor, die durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung gekoppelt sind. Daher wird der Gesamtdrehimpuls \underline{J} für die Beschreibung des magnetischen Momentes des Systems verwendet. Für ein LS gekoppeltes System (welches alle 3d-Metalle sind) findet sich dann folgender Ausdruck.

$$\underline{\mu}_J = -g_J \mu_B \frac{\underline{J}}{\hbar} \quad \text{mit} \quad g_J = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (2.5)$$

Die Formel für g_J beinhaltet, in dieser Form, nicht die Lamb-Verschiebung [Lam47], welche zu der geringen Abweichung von $g_s = 2$ führt. Die beiden zuvor diskutierten Grenzfälle für $J = L$ und $S = 0$ (Bahnmagnetismus) bzw. $J = S$ und $L = 0$ (Spinmagnetismus) werden durch diese Gleichung mit $g_J = 1$ bzw. $g_J = 2$ korrekt wiedergegeben. Die Gleichung (2.5) gilt in dieser Form allerdings nur für freie Atome bzw. für Atome die nicht untereinander wechselwirken. Wird ein Atom jedoch in ein Kristallgitter eingebaut, befindet es sich im Kristallfeld (elektrisches Dipolfeld) seiner benachbarten Atome [VV32, Abr70]. Dieses Kristallfeld kann die LS-Kopplung des Systems aufbrechen und damit gilt auch obige Gleichung nicht mehr, da keine definierten Werte für J existieren. Eine ausführliche Beschreibung des Einflusses des Kristallfeldes, zum Beispiel die Auslöschung des magnetischen Bahnmomentes, kann in der Literatur unter [Pak73, Smi59] gefunden werden. Wird die Spin-Bahn-Kopplung als kleine Störung in das System eingebaut (Störungsrechnung) und wird das System mittels Mikrowellen angeregt, lässt sich der g -Faktor für 3d-Systeme wie folgt schreiben [Kit49, Kit02].

$$g = 2 \left(1 \pm \frac{\mu_l}{\mu_s} \right) \quad (2.6)$$

Für Metalle mit einer mehr als halb gefüllten Schale (zu welchen Eisen (Fe), Kobalt (Co) und Nickel (Ni) gehören) werden die beiden Terme addiert. Somit sind für diese Metalle Werte von $g > 2$ zu erwarten. Für ein kubisches Kristallfeld ist g räumlich isotrop [Lin03]. Wird allerdings eine Verzerrung des Kristallgitters angenommen, gilt $g_{\perp} \neq g_{\parallel}$, da sich auch für die unterschiedlichen Richtungen andere Beträge des magnetischen Bahnmomentes ergeben, findet sich daher g häufig als Tensorgröße. Für die in diese Arbeit vorgestellten Simulationen wird g jedoch also isotrop angenommen, da keine Möglichkeit besteht, dort eine tensorielle Größe einzuführen. Mit der später diskutierten Methode der ferromagnetischen Resonanz ist ein direkter experimenteller Zugang zu der Größe g möglich [Ani99] und somit auch eine Bestimmung einzelner Tensorkomponenten. Wird mittels einer weiteren Messmethode (zum Beispiel mit SQUID-Magnetometrie (superconducting quantum interference device) [Ney10]) das gesamte magnetische Moment ermittelt, erlaubt dies eine Bestimmung sowohl des

Spin- als auch des Bahnmomentes des Systems. Abschließend sei erwähnt, dass sehr häufig das gyromagnetische Verhältnis anstelle des g-Faktors genutzt wird.

$$\gamma = g \cdot \mu_B / \hbar \quad (2.7)$$

2.4 Ferromagnetische Resonanz

Die Technik der Ferromagnetischen Resonanz (FMR) ist eine der grundlegenden Methoden dieser Arbeit. Mittels dieser Technik lassen sich sowohl statische als auch dynamische Eigenschaften eines magnetischen Probensystems bestimmen. Es können zum Beispiel Aussagen über magnetische Anisotropien, Dämpfungsmechanismen, lokalisierte Anregungsmoden und Spinwellen gemacht werden [Röm12, Sha12, Bar11, Lin08]. Um die Interpretation, der in Abschnitt 4.3 gezeigten Simulationen und Messungen, zu ermöglichen, benötigt man ein Verständnis über die, bei dieser Technik, auftretenden physikalischen Prozesse. Dazu beinhaltet dieses Kapitel eine Einführung in die phänomenologischen Grundlagen der Magnetisierungsdynamik.

2.4.1 Die Landau-Lifschitz Gleichung (LLG)

Die Landau-Lifschitz Gleichung ist eine quasiklassische Beschreibung für die Bewegung der Magnetisierung \underline{M} in einem effektiven Magnetfeld \underline{H}_{eff} , deren theoretische Grundlagen von Landau und Lifschitz erarbeitet wurden [Lan35]. Von Kittel wurde eine sehr anschauliche Beschreibung eingeführt [Kit47], in dem er die Beziehung zwischen dem magnetischen Moment und Gesamtdrehimpuls ausnutzt ($\underline{\mu}_J = -\gamma \underline{J}$ siehe Gleichung (2.5)). Dabei wird allerdings nicht mehr jedes einzelne Moment betrachtet, sondern die Summe über alle Momente (Makrospinmodell). Dies bietet den Vorteil, dass sich die Magnetisierung als ein gewöhnlicher Vektor behandeln lässt und nicht die Einstellmöglichkeiten einzelner atomarer Zustände betrachtet werden müssen. Es konnte von Polder gezeigt werden, dass diese Beschreibung auch in der quantenmechanischen Betrachtungsweise gültig ist [Pol49]. Somit findet sich für die Bewegungsgleichung der folgende Ausdruck (Herleitung siehe Anhang (6.6)).

$$\frac{d\underline{M}}{dt} = -\gamma \left(\underline{M} \times \underline{B}_{eff} \right) \quad (2.8)$$

Dabei entspricht \underline{B}_{eff} einer effektiven magnetischen Induktion und γ ist das gyromagnetische Verhältnis, welches in Abschnitt (2.3) eingeführt worden ist. Es wird bei dieser Formulierung eine effektive Induktion verwendet, welche sich aus mehreren Komponenten zusammensetzt.

$$\underline{B}_{eff} = \underline{B}_{ext} + \underline{B}_{int} \quad (2.9)$$

Unter \underline{B}_{int} werden alle magnetischen Induktionen zusammengefasst, die innerhalb eines magnetischen Körpers hervorgerufen werden. Dieser Term beinhaltet sowohl jegliche Form von auftretenden magnetischen Anisotropien (siehe Abschnitt (2.6)), als auch Beiträge die durch die Austauschwechselwirkung auftreten können. Durch Gleichung (2.8) wird eine ungedämpfte Präzessionsbewegung beschrieben. Schematisch ist dies in Abb. 2.1 dargestellt.

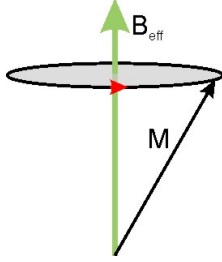


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der Präzessionsbewegung einer Magnetisierung \underline{M} um eine effektive Induktion \underline{B}_{eff} .

Das heißt eine Magnetisierung, die nicht parallel zu \underline{B}_{eff} gerichtet ist, würde in der Zeitdomäne eine bis ins Unendliche andauernde Bewegung ausführen. Dieses Verhalten lässt sich nicht beobachten. Daher muss der Gleichung noch ein Dämpfungsterm hinzugefügt werden. Dieser führt dazu, dass nach einer endlichen Zeit die Magnetisierung parallel zur effektiven magnetischen Induktion ausgerichtet ist. Physikalisch lässt sich eine Dämpfung durch Wechselwirkungen des Systems erklären. So wird innerhalb eines Ferromagneten durch die Wechselwirkung der magnetischen Momente untereinander (Magnon-Magnon-Wechselwirkung) bzw. durch die Wechselwirkung der Momente mit dem Kristallgitter (Magnon-Phonon-Wechselwirkung) Energie dissipiert [Spa64]. In der Literatur finden sich unterschiedliche Ansätze, wobei hier zwei genauer vorgestellt werden sollen. Der Unterschied zwischen den beiden Ansätzen ist das Verhalten des Betrages der Magnetisierung. Angenommen der Betrag der Magnetisierung ist nicht durch die Dämpfung beeinflusst, führt dies zur Landau-Lifschitz Gleichung [Lan35].

$$\frac{d\underline{M}}{dt} = -\gamma \left(\underline{M} \times \underline{B}_{eff} \right) - \frac{\lambda}{M^2} \left(\underline{M} \times \left(\underline{M} \times \underline{B}_{eff} \right) \right) \quad (2.10)$$

Dabei ist λ die Relaxationsfrequenz. Anstatt dieser Größe wird häufig der dimensionslose Dämpfungsparameter $\alpha = \frac{4\pi \cdot \lambda}{\gamma \cdot \mu_0 \cdot M}$ verwendet. Die Landau-Lifschitz-Gilbert-Gleichung (LLGG) findet ebenfalls häufig Verwendung in diesem Zusammenhang [Gil04] und lässt sich aus der LLG herleiten (siehe Anhang (6.7)).

$$\frac{d\underline{M}}{dt} = -\gamma^* \left(\underline{M} \times \underline{B}_{eff} \right) + \frac{\alpha}{|\underline{M}|} \left(\underline{M} \times \frac{d\underline{M}}{dt} \right) \quad (2.11)$$

Beide Gleichungen beschreiben die Bewegung der Magnetisierung als eine Trajektorie auf einer Kugeloberfläche, da der Betrag der Magnetisierung konstant bleibt. Auf Grund

des Dämpfungsterms wird eine ausgelenkte Magnetisierung, sofern keine treibende Kraft vorhanden ist, nach endlicher Zeit, in Richtung der effektiven Induktion orientiert sein. Dies ist Abb. 2.2 a.) gezeigt.

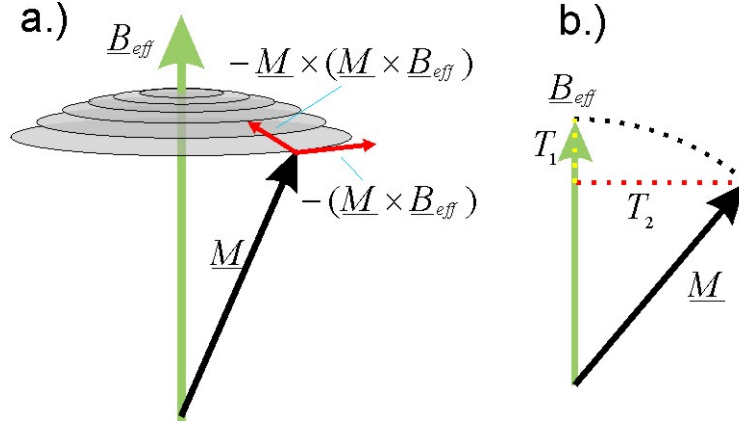


Abbildung 2.2: a.) Schematische Darstellung der Orientierung sowohl des Präzessionsterms, als auch des Dämpfungsterms in der LLG. b.) Verdeutlichung des Einflusses der Relaxationszeiten T_1 , T_2 auf die Magnetisierung in der Bloch-Bloembergen-Gleichung.

Für den Fall, dass der Betrag der Magnetisierung durch die Dämpfung beeinflusst wird, beschreibt die Bloch-Bloembergen-Gleichung die Trajektorie der Magnetisierung [Blo50].

$$\frac{dM_z}{dt} = -\gamma (\underline{M} \times \underline{B}_{eff})_z - \frac{M_z - M_s}{T_1} \quad (2.12)$$

$$\frac{dM_{x,y}}{dt} = -\gamma (\underline{M} \times \underline{B}_{eff})_{x,y} - \frac{M_{x,y}}{T_2} \quad (2.13)$$

Hierbei entsprechen die beiden Parameter $\frac{1}{T_1}$, $\frac{1}{T_2}$ der longitudinalen bzw. transversalen Relaxationsfrequenz des Systems (siehe Abb. 2.2 b.)). Die beiden Frequenzen stehen miteinander in folgender Beziehung $\frac{1}{T_2} = \frac{1}{2T_1} + \frac{1}{T_2^*}$ [Blo50]. Die Größe von T_1 ist durch die Magnon-Phonon-Wechselwirkung bestimmt, wohingegen T_2^* durch die Magnon-Magnon-Wechselwirkung festgelegt ist. Somit ist es zum Beispiel für $T_1 \ll T_2$ möglich, dass sich die Magnetisierung nicht auf einer Kugeloberfläche bewegt, sondern auf einer ebenen Spiralbahn in Richtung der effektiven Induktion präzediert.

Bis zu diesem Zeitpunkt wurden treibende Kräfte außer acht gelassen, so dass die Präzession nach endlicher Zeit ausgedämpft ist. Aus diesem Grunde wird in der Regel eine elektromagnetische Welle verwendet. Bei senkrechter Orientierung des magnetischen Anteils der Welle zur effektiven Induktion, erfährt die Magnetisierung eine Auslenkung aus ihrer Gleichgewichtslage. Dabei absorbiert das System Energie aus der Welle, was zu einer Vergrößerung des Öffnungswinkels der Präzession führt. Andererseits wird

durch die Dämpfung Energie dissipiert, so dass sich nach einer Einschwingzeit ein Gleichgewichtszustand der Präzession einstellt. Eine wichtige Voraussetzung ist die Homogenität der Welle über das gesamte System, damit an jedem Ort des Systems die gleichen Bedingungen herrschen. Bei ferromagnetischen Stoffen ist die Eindringtiefe δ einer elektromagnetischen Welle stark von der Austauschleitfähigkeit beeinflusst, wodurch die Eindringtiefe geringer ist, als bei anderen leitfähigen Materialien [Ame55]. So findet sich zum Beispiel für eine reine Eisenschicht eine Eindringtiefe im Bereich von $\delta \approx 40 \text{ nm} - 60 \text{ nm}$ [Fra94]. Durch die geringere Magnetisierung und kleine Austauschkonstante in Nickel ist die Eindringtiefe größer als in Eisen. Für eine genaue Berechnung der Eindringtiefe sei auf [Fra88] verwiesen. Da die Dicke der meistens untersuchten Systeme 20 nm beträgt, können Inhomogenitäten auf Grund der Eindringtiefe im Experiment ausgeschlossen werden.

2.4.2 Allgemeine Resonanzbedingung

Im vorherigen Abschnitt wurde gezeigt, dass eine Magnetisierung um eine effektive Induktion präzediert, wobei der Eigenwert der Frequenz dieser Bewegung wiederum durch die Magnetisierung selbst bzw. durch die effektive Induktion bestimmt ist. Jedes System hat somit eine Eigenfrequenz. Wirkt auf das System nun zusätzlich eine antreibende Kraft (wie zum Beispiel das magnetisches Wechselfeld einer elektromagnetischen Welle), so kann das System als getriebener, harmonischer (für kleine Wechselfelder) Oszillator betrachtet werden. Mit diesem System lassen sich Resonanzexperimente durchführen. Aus diesem Grunde wird in diesem Abschnitt ein Formalismus beschrieben, um die Eigenfrequenz eines Systems zu bestimmen. Wird dabei zunächst davon ausgegangen, dass das System ungedämpft ist, bewegt sich die Magnetisierung (wie im letzten Abschnitt gezeigt) auf einer Kugeloberfläche und somit ist es sinnvoll eine Koordinatentransformation durchzuführen. In Abb. 2.3 ist diese Transformation abgebildet.

Die Transformation in Kugelkoordinaten führt dazu, dass sich die effektive Induktion wie folgt schreiben lässt (Herleitung siehe Anhang 6.8).

$$\underline{B}_{eff} = \begin{pmatrix} B_x^{eff} \sin(\vartheta) \cos(\varphi) + B_y^{eff} \sin(\vartheta) \sin(\varphi) + B_z^{eff} \cos(\vartheta) \\ B_x^{eff} \cos(\vartheta) \cos(\varphi) + B_y^{eff} \cos(\vartheta) \sin(\varphi) - B_z^{eff} \sin(\vartheta) \\ -B_x^{eff} \sin(\varphi) + B_y^{eff} \cos(\varphi) \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

$B_{x,y,z}^{eff}$ sind in diesem Fall die Beträge des Vektors entlang der kartesischen Koordinaten. Des Weiteren kann auch die LLG in Kugelkoordinaten transformiert werden (siehe ebenfalls Anhang 6.8).

$$\dot{\vartheta} = \gamma \cdot B_\varphi \quad / \quad \dot{\varphi} \cdot \sin(\vartheta) = -\gamma \cdot B_\vartheta \quad (2.15)$$

An dieser Stelle ist es sinnvoll die freie Energie F einzuführen $F = U - ST$ [Hel88] (U ist die innere Energie, S ist die Entropie und T die Temperatur).

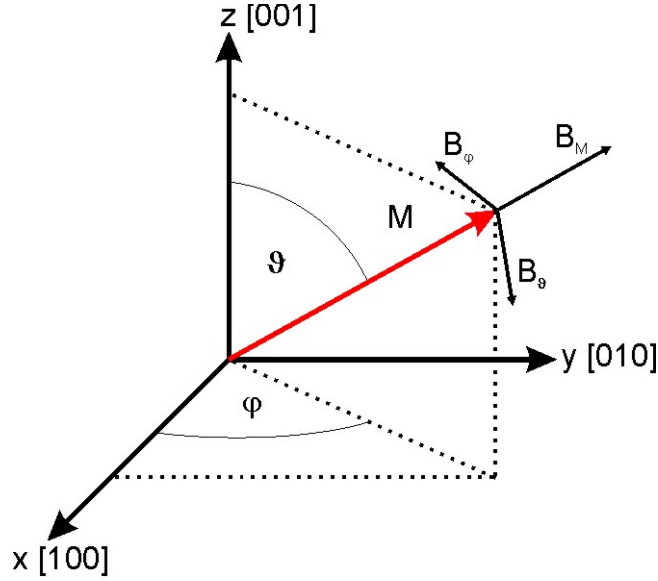


Abbildung 2.3: Transformation des Vektors der effektiven Induktion von kartesischen in Kugelkoordinaten.

Diese beschreibt einen isothermen-isochoren Zustand, welcher für die Annahme einer konstanten Magnetisierung (diese Annahme trifft für fast alle Überlegungen in dieser Arbeit zu) gegeben sein muss. In der Regel ist es hilfreicher für energetische Betrachtungen in der FMR anstatt der freien Energie, eine freie Energiedichte zu betrachten (siehe Abschnitt 2.6). Dadurch benötigt man nicht eine genaue Kenntniss über das magnetische Volumen. Im Weiteren wird deshalb mit F die freie Energiedichte bezeichnet.

Des Weiteren ist es in den meisten Fällen mathematisch einfacher eine magnetische Anisotropie mit Hilfe einer Energiedifferenz zu beschreiben, als ein dem entsprechendes Anisotropiefeld anzugeben (siehe Abschnitt 2.6) [Suh55, Smi59]. Daher wird die folgende Beziehung verwendet, um die effektive magnetische Induktion in einen Zusammenhang mit der freien Energiedichte zu bringen [Smi59].

$$dF(\vartheta, \varphi) = -\underline{B}_{eff} \cdot d\underline{M}(\vartheta, \varphi) \quad (2.16)$$

Die beiden Winkel ϑ und φ sind unabhängig von einander, daher kann aus der vorherigen Gleichung ein unabhängiges Gleichungssystem konstruiert werden (Die dazu verwendeten mathematischen Annahmen sind in Anhang 6.9 zu finden).

$$B_\vartheta = -\frac{F_\vartheta}{M} \quad B_\varphi = -\frac{F_\varphi}{M \cdot \sin(\vartheta)} \quad (2.17)$$

Ist das System nicht ausgelenkt, befindet es sich in der Gleichgewichtslage. Die Orientierung der Gleichgewichtslage im Koordinatensystem wird mit den beiden Winkel ϑ_0 und φ_0 angegeben. Befindet sich die Magnetisierung des Systems in der Gleichgewichtslage, werden die beiden obigen Gleichungen nicht benötigt, da keine dynamischen Prozesse in dem System vorhanden sind. Wird jedoch von einer kleinen Abweichung aus der Gleichgewichtslage ausgegangen ($\vartheta = \vartheta_0 + \delta\vartheta$; $\varphi = \varphi_0 + \delta\varphi$), kann die freie Energie durch eine Taylorreihe um den Winkel ϑ bzw. φ entwickelt werden, wobei nach der ersten Ordnung abgebrochen wird.

$$F_{\vartheta}(\vartheta) = F_{\vartheta}(\vartheta_0) + \frac{F_{\vartheta}(\vartheta_0)}{\partial\vartheta} \cdot \delta\vartheta + \frac{F_{\varphi}(\varphi_0)}{\partial\varphi} \cdot \delta\varphi = F_{\vartheta\vartheta}\delta\vartheta + F_{\vartheta\varphi}\delta\varphi \quad (2.18)$$

Analog dazu wird auch $F_{\varphi}(\varphi)$ entwickelt. Um die allgemeine Resonanzbedingung eines ungedämpften Systems zu erhalten, werden Gleichung (2.15), (2.17) und (2.18) verwendet (siehe Anhang 6.10).

$$\omega_{res} = \frac{\gamma}{M \cdot \sin(\vartheta_0)} \sqrt{F_{\vartheta\vartheta} \cdot F_{\varphi\varphi} - (F_{\vartheta\varphi})^2} \quad (2.19)$$

Wie zu Beginn des Abschnittes erwähnt, gilt Gleichung (2.19) jedoch nur für ungedämpfte Systeme. Die Herleitung für den gedämpften Fall ist analog und führt zum folgenden Ergebnis [Von66].

$$\omega_{res} = \frac{\gamma\sqrt{1+\alpha^2}}{M \cdot \sin(\vartheta_0)} \sqrt{F_{\vartheta\vartheta} \cdot F_{\varphi\varphi} - (F_{\vartheta\varphi})^2} \quad (2.20)$$

Es ist zu erkennen, dass die Resonanzfrequenz eines gedämpften Systems, gegenüber dem ungedämpften Fall, um einen kleinen Betrag ($\sqrt{1+\alpha^2}$) verschoben ist. An dieser Stelle sei nochmals darauf hingewiesen, dass diese Bedingung nur kleine Auslenkungen der Magnetisierung aus der Gleichgewichtslage gültig ist. Da in der FMR das System durch Einstrahlung einer elektromagnetischen Welle angeregt wird, muss sehr genau drauf geachtet werden, dass die Amplitude dieser Welle nicht zu groß gewählt ist, da sonst die lineare Näherung versagt und die gezeigten Gleichungen ihre Gültigkeit verlieren. Die Resonanzfrequenzen für typische Systeme liegen im Mikrowellenbereich $\approx 10^9 \text{ Hz}$. Ein weiterer wichtiger Punkt ist, dass für einige Herleitungen (siehe Abschnitt 2.6.1) gefordert wird, dass keine Stromdichte innerhalb des Magneten existiert. Aus diesem Grunde ist es zwingend notwendig, dass sich das System in einem Bereich der Mikrowelle befindet, in dem der elektrische Anteil verschwindend klein ist. Daher werden sehr viele FMR-Experimente in einem Hohlraumresonator durchgeführt [Pel03, vG93, Ale12]. Für fast alle Experimente in dieser Arbeit wurden alternative Methoden verwendet, deshalb wird nicht weiter auf die Technik eines Resonators eingegangen. Jedoch ist auch für diese Methoden die Annahme gerechtfertigt, dass am Probenort keine elektrischen

Felder der Mikrowelle existieren.

2.4.3 Lösung der Landau-Lifschitz-Gleichung

Da nun die Resonanzbedingung bekannt ist, stellt sich die Frage, wie sich die Magnetisierung unter Einfluss einer Mikrowelle verhält. Dazu wird in diesem Abschnitt die Lösung der Bewegungsgleichung beschrieben. Alle Berechnung sind dabei in Abschnitt 6.11 zu finden. Um zu einer Lösung zu gelangen, müssen einige Parameter festgelegt werden. Um spätere Notationen zu vereinfachen soll zunächst ein sehr einfaches Beispiel betrachtet werden. Es wird zunächst ein System betrachtet, dass ungedämpft $\alpha = 0$ ist, in dem keine Anregung existiert $\underline{b} = 0$. Die effektive Induktion hat die Form $\underline{B}_{eff} = B_z \cdot \underline{e}_z$ und die Magnetisierung führt eine periodische Bewegung aus $\underline{M}(t) \sim e^{i\omega t}$. Weiterhin wird die Magnetisierung in eine statische (mit \underline{M} bezeichnet) und eine dynamische Komponente ($\underline{m}(t)$) aufgespalten, wobei der statische Teil der Magnetisierung parallel zur Induktion ausgerichtet sein soll. Zusätzliche Annahmen sind $M_z \gg m_{x,y,z}$ und $|\underline{M}| = const.$

$$\omega_0 = \gamma B_z \quad (2.21)$$

ω_0 entspricht der Definition einer Larmorfrequenz [Wei79] und lässt sich als eine Eigenfrequenz des Systems interpretieren, die durch eine effektive Induktion bestimmt wird.

Geht man von einem dem Experiment besser angepassten System aus, indem eine Dämpfung und ein antreibendes Hochfrequenzfeld hinzugefügt wird, dann gilt für den Zusammenhang zwischen der dynamischen Komponente der Magnetisierung und dem antreibenden Hochfrequenzfeld (siehe Abschnitt 6.11).

$$\underline{m} = \underline{\chi} \cdot \underline{b} \quad (2.22)$$

Diese Gleichung hat die Form einer Suszeptibilität und daher wird $\underline{\chi}$ als Hochfrequenzsuszeptibilitätstensor bezeichnet. Für die exakte Form dieses Tensors sei auf Abschnitt 6.11 verwiesen. Dort zeigt sich, dass der Tensor eine komplexe Größe ist $\underline{\chi} = \underline{\chi}' - i \cdot \underline{\chi}''$. Beschränkt man sich auf die Diagonalelemente des Tensors (da zur Anregung in der Regel linear polarisierte Mikrowellen Verwendung finden, ist diese Beschränkung gerechtfertigt) und bestimmt die Funktion zur Berechnung der Elemente (siehe Gleichung (6.35)), dann beschreibt der Imaginärteil $\underline{\chi}''$ ein dissipatives Verhalten (ohne Dämpfung ist dieser 0, es wird also keine Energie aus der Präzessionsbewegung abgeführt). Analog dazu ist dem entsprechend der Realteil des Hochfrequenzsuszeptibilitätstensors $\underline{\chi}'$ eine dispersive Größe.

Für eine genauere Betrachtung des dissipierten Anteils der Suszeptibilität bzw. um dessen Zusammenhang mit der eingestrahnten Mikrowelle zu verdeutlichen, wird der Poynting'sche Energieerhaltungssatz verwendet [Jac06]. Bei diesem Ansatz wird

davon ausgegangen, dass die Mikrowelle linear polarisiert ($\underline{b} = b \cdot \underline{e}_x$) ist und alle dynamischen Felder eine periodische Zeitabhängigkeit (z.B. $\underline{b} \sim e^{i\omega t}$) aufweisen. Unter diesen Voraussetzungen ist die aus einer Mikrowelle dissipierte Leistungsdichte P gegeben durch (Herleitung siehe Abschnitt 6.12).

$$P = \frac{1}{2} \omega \mu_0 \chi''_{xx} h^2 \quad \text{mit} \quad \chi''_{xx} = \frac{\gamma M_z \omega \alpha (\omega_0^2 + \omega^2 (1 + \alpha^2))}{(\omega_0^2 - \omega^2 (1 + \alpha^2))^2 + 4 (\omega_0 \omega \alpha)^2} \quad (2.23)$$

Die Leistungsdichte der Mikrowelle steht damit in einem linearen Zusammenhang zu der Größe χ''_{xx} . Wird ein FMR-Experiment auf gewöhnliche Weise durchgeführt, ist das detektierte Signal direkt proportional zur Leistungsdichte und damit auch zum Imaginärteil der Hochfrequenzsuszeptibilität. Daher weisen Signale in solchen Experimenten die Form auf, wie sie für χ'' in Abb. 2.4 dargestellt sind. Des Weiteren zeigt sich im Verlauf der Arbeit (Abschnitt 4.4.1), dass auch die aus den Simulationen ausgewerteten Signale proportional zu χ'' sind. Aus diesem Grunde beziehen sich weitere Betrachtungen ausschließlich auf den Imaginärteil, insofern es im Text nicht anders erwähnt wird.

An dieser Stelle sollte darauf hingewiesen werden, dass sich in der Regel bei einer FMR-Apparaturen nicht die Frequenz ω der Mikrowelle verändert, sondern diese konstant gehalten wird. Als Variationsparameter dient dort ein extern angelegtes Magnetfeld, durch welches sich die effektive Induktion und damit die Größe ω_0 verändern lässt.

In der Abbildung 2.4 sind die Kurvenformen beider Teile der Hochfrequenzsuszeptibilität für Beispielsysteme dargestellt. Dabei ist zur Berechnung Gleichung (6.35) verwendet worden.

Es sind stark unterschiedliche Dämpfungen gewählt worden, dabei entspricht $\alpha = 0.007$ der Größenordnung, die in gewöhnlichen Experimenten zu erwarten ist. Dies ist im Vergleich zu einer sehr hohen Dämpfung $\alpha = 0.3$ aufgetragen worden. Es ist ein Einfluss der Dämpfung sowohl auf Linienlage, als auch Linienform zu erkennen. Die Veränderung der Form der Kurve ist deutlich massiver, als der Einfluss auf die Position des Maximums (Resonanzposition). Für geringe Werte der Dämpfung hat der Kurvenverlauf eine lorentzartige Form, wobei dies einer genaueren Betrachtung bedarf.

2.5 Linienform der Ferromagnetischen Resonanz

In diesem Abschnitt wird erläutert, wie die Linienposition und Linienbreite einer Resonanzkurve bestimmt werden können. Im vorherigen Abschnitt wurde ein Einfluss der Dämpfung auf eine Resonanzkurve festgestellt. Es sollte nochmals klargestellt werden, welche Annahme bis zu diesem Zeitpunkt getroffen wurden, um an diesen Kurvenverlauf zu gelangen. Es wurde eine, über das gesamte Probensystem, homogene Anregung der Mikrowellen gefordert (jegliche Einflüsse des Skin-Effektes [Fra88] sind vernachlässigt), wobei diese zusätzlich eine lineare Polarisation aufweisen muss.

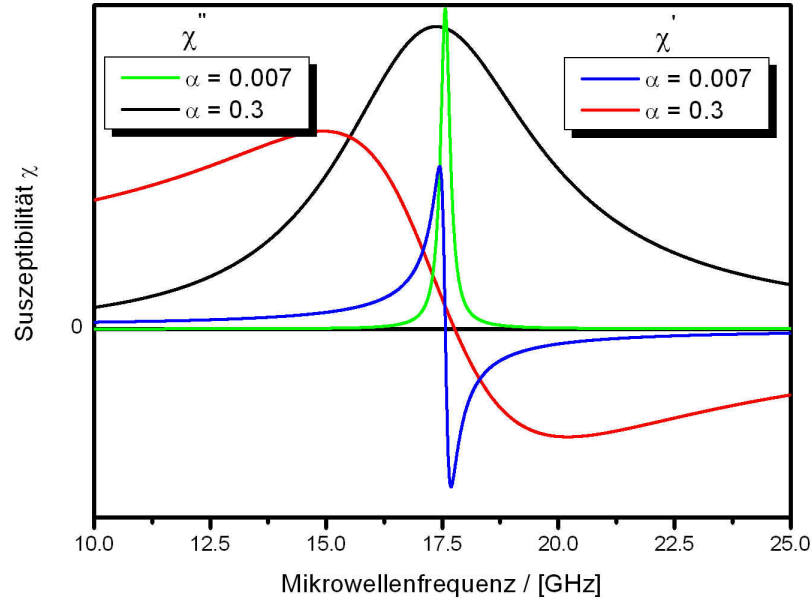


Abbildung 2.4: Dargestellt werden sowohl der dissipative χ''_{ii} als auch der dispersive Anteil χ'_{ii} der Präzessionsbewegung für unterschiedliche Dämpfungsstärken. Um eine bessere Vergleichbarkeit zu erreichen, sind die beiden y-Achsen anders skaliert. Jedoch wurde darauf geachtet, dass $y = 0$ an der gleichen Position ist, so dass die Kurven nur eine Stauchung/Streckung erfahren haben.

Des Weiteren darf die Anregung durch die Mikrowelle nicht zu groß sein (nur kleine Auslenkungen aus der Gleichgewichtslage der Magnetisierung) und die Probe muss sich an einem Ort der Mikrowellenverteilung befinden, in dem kein elektrisches Feld herrscht. Das Probensystem muss eine homogene Magnetisierung besitzen, welches parallel zur effektiven Induktion ausgerichtet ist. Weiterhin muss der Betrag der Magnetisierung konstant gehalten werden, wodurch nur eine Magnon-Phonon-Wechselwirkung zulässig ist. Außerdem darf die Mikrowellenanregung nicht parallel zur effektiven Induktion erfolgen.

In der Literatur werden sehr häufig Informationen aus dem Kurvenverlauf gewonnen, in dem die Kurve durch eine Lorentzkurve angepasst wird [Len06, Kro11]. Die mathematische Beschreibung einer Lorentzkurve lautet wie folgt [Bro01].

$$f(x) = \frac{b}{(x - t)^2 + b^2} \quad (2.24)$$

Die Resonanzkurve eines FMR-Experimentes hat die Form wie sie in Gleichung (2.23) durch χ'' beschrieben wird. Um diese in die Gestalt einer Lorentzkurve zu transformieren werden weitere Annahmen benötigt. Zum einen muss gelten, dass $\alpha \ll 1$. Diese Vermutung lässt sich schon aus Abb. 2.4 entnehmen, da die Kurve für $\alpha = 0.3$ keine Ähnlichkeit zu einer Lorentzkurve aufweist. Außerdem wird vorausgesetzt, dass nur ein kleiner Bereich um das Maximum der Resonanzkurve betrachtet wird $|\omega_0 - \omega| \ll \omega_0$. Durch diese Näherung verlieren alle weiteren Betrachtungen die Gültigkeit den gesamten Kurvenverlauf mathematisch korrekt zu beschreiben. Mittels dieser Voraussetzungen ist es möglich, eine neue Definition von χ'' aufzustellen, die einer mathematischen Lorentzkurve entspricht (Herleitung siehe Abschnitt 6.13).

$$\chi''_{xx} = \frac{\gamma M_z}{2} \cdot \frac{\omega_0 \alpha}{(\omega_0 - \omega)^2 + (\omega_0 \alpha)^2} \quad (2.25)$$

Das Maximum dieser Funktion, welches die Resonanzposition darstellt, liegt an der Stelle $\omega = \omega_0 = \gamma B_{eff}$. Da, wie zuvor schon erwähnt, während eines Experimentes meistens die magnetische Induktion durch eine externe Manipulation variiert wird, ist es sinnvoller, die Position der Resonanz in Bezug auf die externe Induktion anzugeben. Die Abb. 2.5 zeigt eine mit Gleichung (2.25) berechnete Resonanzkurve, um die im weiteren verwendeten Begriffe des Resonanzfeldes B_{res} (Maximum der Absorption) und die Linienbreite ΔB zu verdeutlichen. Im Bereich des Magnetismus besteht eine Ungenauigkeit, in dem zumeist die magnetische Induktion B als Magnetfeld bezeichnet wird. Im Rahmen eines FMR-Experimentes besteht dabei der Zusammenhang $B_{ext} = \mu_0 H_{ext}$ zwischen der extern erzeugten Induktion und dem entsprechenden Magnetfeld. Es hat sich bei der Darstellungsweise von FMR-Spektren etabliert, die Variable der x -Achse Magnetfeld zu nennen. Obwohl damit die magnetische Induktion gemeint ist, die in der Einheit Tesla angegeben wird. Im Weiteren wird auch in dieser Arbeit die etablierte Form der Darstellung gewählt.

Anhand der Kurvenform lassen sich nicht nur Informationen aus der Resonanzposition entnehmen, sondern es können auch weiterführende Aussagen über das System gemacht werden, indem die Linienbreite der Resonanzkurve bestimmt wird. Es existieren jedoch unterschiedliche Definitionen, was als Breite einer Resonanzkurve bezeichnet wird. Somit wird an dieser Stelle festgelegt, dass mit der Linienbreite immer die volle Breite der Resonanzkurve bei halber Höhe gemeint ist. Durch einsetzen dieser Definition in Gleichung (2.25) findet sich die folgende Funktion für die Linienbreite (Rechnung siehe Abschnitt 6.14).

$$\Delta\omega = 2\omega_0\alpha \rightarrow \Delta B = \frac{2\omega_0\alpha}{\gamma} \quad (2.26)$$

Die Linienbreite ist somit vom Betrag des extern angelegten Magnetfeldes (durch dieses wird ω_0 beeinflusst) abhängig und steht in einem linearen Zusammenhang zur magnetischen Dämpfung des System. Letzteres ist in der Literatur bekannt und wird

als Linienverbreiterung auf Grund der Gilbert-Dämpfung beschrieben [Kal06, Liu03]. Es findet sich eine weitere Formulierung dieser Linienverbreiterung, da in Gleichung (2.26) die magnetischen Anisotropien nur indirekt in ω_0 enthalten sind. Daher kann die Linienverbreiterung, wie auch zuvor, mittels der freien Energie beschrieben werden [Von66].

$$\Delta\omega = \left(\frac{d\omega}{dB}\right) \Delta B = \frac{\alpha\gamma}{M_z} \left(F_{\vartheta\vartheta} + \frac{F_{\varphi\varphi}}{\sin^2(\vartheta_0)}\right) \quad (2.27)$$

Um die Messgenauigkeit eines typischen FMR-Experimentes zu erhöhen, wird in der Regel nicht χ'' gemessen, sondern bedingt durch Lock-In-Technik $\frac{\partial\chi''}{\partial B}$. Es gibt noch weitere Dämpfungs-Effekte die zu einer Erhöhung der Linienbreite führen, wie zum Beispiel zwei Magnonenprozesse [McM04, Clo58]. Diese werden nicht weiter behandelt, da sie im Rahmen der vorliegenden Arbeit keine Relevanz besitzen und daher nicht weiter verfolgt worden sind.

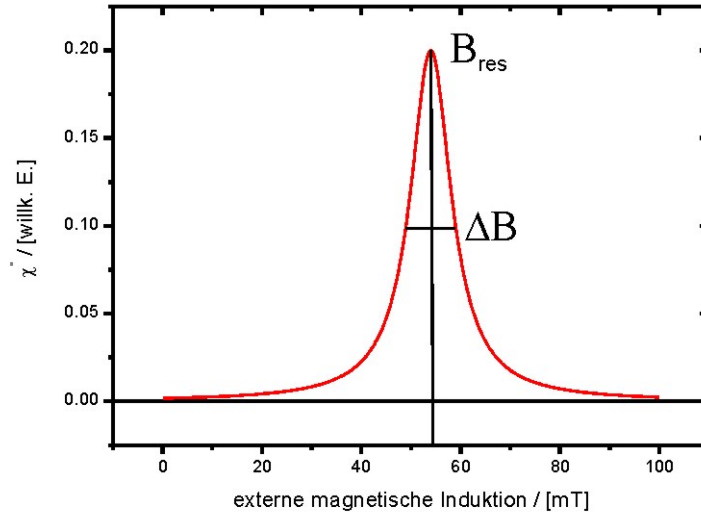


Abbildung 2.5: Darstellung einer typischen Resonanzkurve. Mit einer Resonanzfeldposition B_{res} von 54 mT und einer Linienbreite ΔB von 10 mT.

2.6 Magnetische Anisotropien

Im vorherigen Abschnitt konnte gezeigt werden, dass zur Interpretation von FMR-Spektren ein Kenntnis über die freie Energiedichte F von großer Bedeutung ist. Diese

führt über Gleichung (2.16) zu einer effektiven Induktion, welche wiederum von internen Induktionen bestimmt wird. Der Ursprung dieser internen Induktionen sind unter anderen magnetische Anisotropien. Daher ist für das Verständnis der Ergebnisse dieser Arbeit die Beschreibung von magnetischen Anisotropien wichtig, weil sehr viele Effekte darauf zurückzuführen sind. Der Begriff der magnetischen Anisotropie beschreibt, rein phänomenologisch, das Bestreben der Magnetisierung eines Systems, ohne äußere Einflüsse, in eine bestimmte räumliche Vorzugsrichtung zu relaxieren. Die Ursache für solch eine Vorzugsrichtung kann durch mehrere Faktoren bestimmt sein und im Weiteren werden die verschiedenen Anisotropiebeiträge diskutiert. Ist die Magnetisierung eines Systems so orientiert, dass sie sich in einem absoluten Minimum der freien Energiedichte befindet, wird dies im Bereich des Magnetismus als leichte Richtung der Magnetisierung bezeichnet. Um die Magnetisierung aus dieser Vorzugsrichtung zu bewegen, muss dem System Energie zugeführt werden. Analog dazu werden die Richtungen, in denen ein absolutes Maximum der freien Energiedichte vorliegt, als magnetisch schwere Richtungen definiert.

2.6.1 Die Formanisotropie

Die Formanisotropie ist für die in dieser Arbeit verwendeten Materialien die wichtigste Art von auftretenden Anisotropien und wird daher ausführlicher behandelt. Zum Verständnis der Formanisotropie wird zunächst der Ursprung des Entmagnetisierungsfeldes betrachtet. Dazu wird eine magnetische Kriesscheibe angenommen ($d \ll l$), deren Magnetisierungsvektor keine Variation innerhalb von Raum und Zeit aufweist. Es sei weiterhin angenommen, dass die Richtung der Magnetisierung parallel zum Flächenvektor der großen Oberfläche der Scheibe steht. Folgende Abbildung veranschaulicht das beschriebene System.

Durch die Unstetigkeit der Magnetisierung an den Oberflächen der Scheibe entstehen magnetische Pole, wobei diese immer paarweise entstehen müssen, was durch die Maxwellgleichungen [Max65] und den Satz von Gauss [Bro01] gegeben ist.

$$\oint_S \underline{B} \cdot \underline{n} \cdot dS = \int_V \nabla \cdot \underline{B} \cdot dV = 0$$

Es existieren nur magnetische Dipole, da der Fluss durch die Oberfläche eines Volumens immer den Wert 0 annehmen muss. Diese Gleichung muss auch innerhalb des Körpers gültig sein, dort gilt für die magnetische Induktion.

$$\mu_0 \int_V \nabla \cdot (\underline{H}_d + \underline{M}) \cdot dV = 0 \Rightarrow \nabla \cdot \underline{H}_d = -\nabla \cdot \underline{M} \quad (2.28)$$

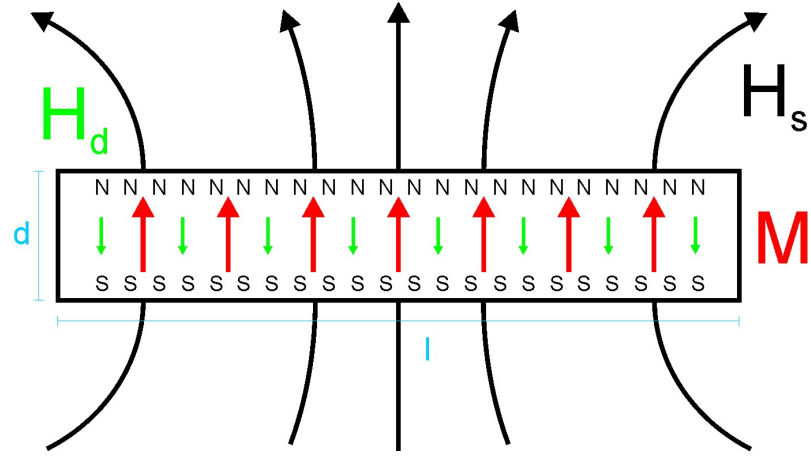


Abbildung 2.6: Es ist ein Querschnitt einer magnetischen Scheibe gezeigt, wobei es keine örtliche Variation der Magnetisierung \underline{M} (rote Pfeile) in Betrag und Richtung geben soll. Somit kann das Makrospinmodell für dieses System benutzt werden. \underline{H}_s ist das Streufeld dieser flachen magnetischen Scheibe im Außenraum und \underline{H}_d (grüne Pfeile) entspricht dem Entmagnetisierungsfeld innerhalb der Scheibe.

Damit wurde gezeigt, dass der Ursprung des Entmagnetisierungsfeldes \underline{H}_d eine örtliche Variation der Magnetisierung \underline{M} sein muss, welche an den Rändern jeder Struktur vorliegt. Diese magnetischen Ladungen an den Rändern erzeugen ein Dipolfeld, welches für die Formanisotropie verantwortlich ist. Der Betrag und die Richtung dieses Feldes sind von der Lage der Magnetisierung abhängig. Da einem Feld jeweils eine Energie zugeordnet werden kann, ist verständlich, dass es alleine durch die Form ausgezeichnete Richtungen für die Magnetisierung in einem System gibt. Mittels dieses einfachen Arguments ist ersichtlich, dass eine magnetische Vollkugel die einzige geometrische Form ist, die keine Formanisotropie aufweist. Um eine allgemeine Aussage über die Formanisotropie machen zu können, ist es daher entscheidend eine Formulierung für das Entmagnetisierungsfeld zu finden.

Dazu sei angenommen, dass innerhalb eines magnetischen Körpers keine Stromdichte \underline{j} existiert und nur der elektrostatische Fall betrachtet wird (Dies trifft für alle in dieser Arbeit behandelten Systeme zu). Mittels dieser Voraussetzung folgt aus den Maxwellgleichungen $\nabla \times \underline{H}_d = 0$ bzw. damit ist \underline{H}_d ein konservatives Feld und genügt der Bedingung.

$$\underline{H}_d = -\nabla\Phi \quad (2.29)$$

Dabei beschreibt Φ das skalare Potential des Feldes. Setzt man dies in Gleichung (2.28) ein, folgt daraus.

$$\nabla^2\Phi = \nabla \cdot \underline{M} \quad (2.30)$$

Diese Gleichung hat die Form einer Poisson-Gleichung [Poi13], wenn $\nabla \cdot \underline{M}$ als effektive magnetische Ladungsdichte betrachtet werden kann. Wie zuvor erläutert, erzeugt eine Divergenz in der Magnetisierung immer magnetische Pole und somit magnetische Ladungen, womit obige Annahme daher gerechtfertigt ist. Die Lösung der Poisson-Gleichung ist wohl bekannt [Wol03] (Herleitung der Lösung siehe Anhang 6.4).

$$\Phi(\underline{r}) = -\frac{1}{4\pi} \int \frac{(\nabla' \cdot \underline{M}(\underline{r}'))}{|\underline{r} - \underline{r}'|} \cdot dV' \quad (2.31)$$

Gibt es Randbedingungen für die Magnetisierung, wie zum Beispiel, dass sie stetig auf einem beschränktem Gebiet ist, kann durch mathematische Umformungen [Jac06] dieser Ausdruck umgeschrieben werden.

$$\Phi(\underline{r}) = -\frac{1}{4\pi} \nabla \int \frac{\underline{M}(\underline{r}')}{|\underline{r} - \underline{r}'|} \cdot dV' \quad (2.32)$$

Wird zum Beispiel davon ausgegangen, dass ein magnetisches Material das Volumen V ausfüllt, dass von der Fläche S umschlossen ist und sei weiterhin vorausgesetzt, dass die Magnetisierung außerhalb des Volumens sprunghaft den Wert 0 annimmt, kann mittels des Gauss'schen Satzes und der effektiven magnetischen Ladungsdichte eine effektive magnetische Flächenladungsdichte $\sigma = \underline{M} \cdot \underline{n}$ bestimmt werden. Dabei ist \underline{n} der nach außen gerichtete Flächennormaleneinheitsvektor. Das unbestimmte Integral in Gleichung (2.31) kann mit diesen Annahmen in ein bestimmtes Integral umgewandelt werden [Aha91].

$$\Phi(\underline{r}) = -\frac{1}{4\pi} \int_V \frac{(\nabla' \cdot \underline{M}(\underline{r}'))}{|\underline{r} - \underline{r}'|} \cdot dV' + \frac{1}{4\pi} \oint_S \frac{\underline{n}' \cdot \underline{M}(\underline{r}')}{|\underline{r} - \underline{r}'|} \cdot dS' \quad (2.33)$$

Sei eine homogene Magnetisierung ($\nabla' \cdot \underline{M}(\underline{r}') = 0$) innerhalb des Körpers vorausgesetzt, entfällt das Volumenintegral und es verbleibt nur das Oberflächenintegral. Für das durch dieses Potential erzeugte Feld folgt somit.

$$\underline{H}_d(\underline{r}) = -\frac{1}{4\pi} \nabla \cdot \oint_S \frac{\underline{n}' \cdot \underline{M}(\underline{r}')}{|\underline{r} - \underline{r}'|} \cdot dS' \quad (2.34)$$

Im Allgemeinen ist diese Gleichung nicht analytisch lösbar. Falls das System jedoch durch einen homogen magnetisierten Ellipsoiden mit den Hauptachsen a , b , c beschrieben werden kann, ist das Entmagnetisierungsfeld homogen und ortsunabhängig. Es findet sich dann folgender Zusammenhang zwischen dem Feld und der Magnetisierung [Blü99].

$$\underline{H}_d = -\underline{N} \cdot \underline{M} \quad (2.35)$$

Der Term $\underline{\underline{N}}$ wird Entmagnetisierungstensor genannt und für dessen Spur gilt [Bro57].

$$Sp(\underline{\underline{N}}) = N_{xx} + N_{yy} + N_{zz} = 1 \quad (2.36)$$

Diese Beziehung ist auch im Fall einer inhomogenen Magnetisierung gültig. Eine genauere Betrachtung zur Berechnung der einzelnen Komponenten ist in Abschnitt 2.6.1.1 zu finden.

Abschließend wird die Energie des Entmagnetisierungsfeldes betrachtet, welche gegeben ist durch [Aha00].

$$E_d = -\frac{1}{2}\mu_0 \int_V \underline{H}_d \cdot \underline{M} \cdot dV = \frac{1}{2}\mu_0 \int_V \underline{\underline{N}} \cdot \underline{M} \cdot \underline{M} \cdot dV$$

Dabei wird über das Volumen des magnetischen Körpers integriert, denn das Entmagnetisierungsfeld existiert nur innerhalb des Körpers. Man beschränkt sich auf die Diagonalelemente, was eine sinnvolle Annahme ist, da $\underline{\underline{N}}$ eine symmetrische Form besitzt und durch geeignete Hauptachsentransformation die Nebendiagonalelemente verschwinden [Bro62]. Für die Energie folgt somit nach der Hauptachsentransformation.

$$E_d = \frac{V}{2}\mu_0(N_{xx} \cdot M_x^2 + N_{yy} \cdot M_y^2 + N_{zz} \cdot M_z^2) \quad (2.37)$$

Damit das Volumen nicht als freie Variable in der Gleichung betrachten zu müssen, wird in der Literatur sehr häufig die Energiedichte verwandt (wie auch im weiteren Verlauf dieser Arbeit). Den größten Einfluss auf die Energie des Entmagnetisierungsfeldes hat eine Änderung der Magnetisierung. Bleibt der Betrag der Magnetisierung konstant $|\underline{M}| = M_S$, ändert sich allerdings deren Richtung (zum Beispiel von x nach y) ergibt das eine Energievariation im Entmagnetisierungsfeld.

$$\Delta E_d = \frac{\mu_0}{2}(N_{yy} - N_{xx})M_s^2 \quad (2.38)$$

Gilt $N_{yy} > N_{xx}$, muss also Energie aufgewendet werden, um die Magnetisierung in die y -Richtung zu bewegen. Die leichte Richtung der Magnetisierung, die durch die Formanisotropie vorgegeben wird, befindet sich in der Richtung, in der die Komponente von $\underline{\underline{N}}$ den geringsten Wert annimmt. In dieser Richtung beinhaltet das Entmagnetisierungsfeld ebenfalls den geringsten Energiewert. Da ein System danach strebt seine Energie zu minimieren, wird sich eine Magnetisierung ohne äußere Einflüsse (und weitere Anisotropien) immer entlang der leichten Richtung orientieren. Um Aussagen über die Formanisotropie treffen zu können, ist es daher von entscheidender Bedeutung, Informationen über die Komponenten des Entmagnetisierungstensor des jeweiligen Systems zu besitzen. Für ellipsoidale Körper können die Komponenten analytisch bestimmt werden. Eine ausführliche Arbeit dazu, bei der unterschiedlichste Verhältnisse von Hauptachsen

berechnet und tabelliert wurden, ist von Osborn durchgeführt [Os45] worden.

2.6.1.1 Inhomogenes Entmagnetisierungsfeld eines Quaders

Die Berechnung des Entmagnetisierungstensors ist für die Form eines Quaders nicht mehr vollständig analytisch lösbar. Es wird hier eine Näherung erster Ordnung vorgestellt. Für eine exakte Herleitung der Gleichungen sei auf [Jos65] verwiesen. Es wird hier das Beispiel des Quaders vorgestellt, da dieser eine vergleichbare Form zu den in dieser Arbeit beschriebenen Leiterbahnen besitzt und die Inhomogenität des Entmagnetisierungsfeldes großen Einfluss auf die Ergebnisse und Diskussionen der magnetostatischen Moden in diesen Systemen hat (siehe Abschnitt 4.5.3). Für die Betrachtung wird ein System angenommen, wie es in der Abb. 2.7 gezeigt ist.

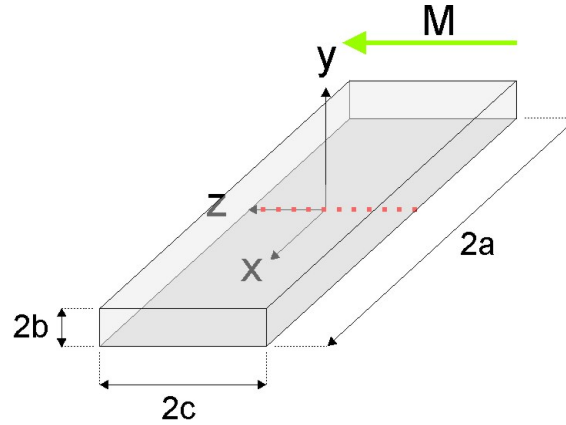


Abbildung 2.7: Dargestellt ist das System, welches zur Bestimmung des inhomogenen Entmagnetisierungsfeldes Verwendung findet. Es hat die Dimensionen $2a \cdot 2c \cdot 2b$ mit dem Ursprung des Koordinatensystems im Zentrum des Quaders. Des Weiteren sei das System vollständig in z -Richtung aufmagnetisiert. Die gestrichelte rote Linie markiert $x = 0, y = 0$ Ebene.

Der Ursprung des Koordinatensystems befindet sich in die Mitte des Quaders, der wiederum eine Höhe $2b$, Breite $2c$ und Länge $2a$ aufweist (Diese scheinbar umständliche Definition des Koordinatensystems macht die Berechnung einfacher). Der Quader sei homogen magnetisiert, wobei die Magnetisierung \underline{M} entlang der z -Achse orientiert $\underline{M} = M \cdot \underline{e}_z$ ist. Für das Potential des Entmagnetisierungsfeldes wurde im vorherigen Kapitel Gleichung (2.31) aufgestellt. Wird diese auf das hier beschriebene System angewendet, folgt für die Diagonalelemente des Entmagnetisierungstensor (Herleitung siehe Anhang 6.5).

$$N_{zz}(\underline{r}) = \frac{1}{4\pi} \cdot \{ \operatorname{arccot}(f(x, y, z)) + \operatorname{arccot}(f(-x, y, z)) + \operatorname{arccot}(f(x, -y, z)) \\ + \operatorname{arccot}(f(x, y, -z)) + \operatorname{arccot}(f(-x, -y, z)) + \operatorname{arccot}(f(x, -y, -z)) \\ + \operatorname{arccot}(f(-x, y, -z)) + \operatorname{arccot}(f(-x, -y, -z)) \} \quad (2.39)$$

Die Funktion $f(x, y, z)$ ist gegeben durch.

$$f(x, y, z) = \sqrt{(a-x)^2 + (b-y)^2 + (c-z)^2} \cdot \frac{(c-z)}{(a-x) \cdot (b-y)}$$

N_{xx} und N_{yy} können durch zyklische Vertauschung von x, y, z bzw. a, b, c mit dem gleichen Ausdruck bestimmt werden. Die Nebendiagonalelemente (N_{xy}, N_{xz}, \dots) können vernachlässigt werden, da sie auf den Symmetrieachsen eines homogen magnetisierten Quaders immer den Wert 0 annehmen [Mos66]. Mittels dieser Gleichungen können nun die Entmagnetisierungsfaktoren verschiedenster rechteckiger Systeme berechnet werden. Allerdings sei an dieser Stelle erwähnt, dass auf Grund der, in der Herleitung verwendeten, Ausgangsgleichung auch mit dieser Näherung eine exakte analytische Lösung für die Ränder ($a = x$, $b = y$ oder $x = z$) nicht sinnvoll ist. Diese Punkte werden in der folgenden Diskussion nicht beachtet. Um den Unterschied im Entmagnetisierungsverhalten zwischen einem strukturierten System und einem dünnen Film zu verdeutlichen, sind im Weiteren Entmagnetisierungsfaktoren für diese beiden Fälle berechnet worden.

Die gewählten Dimensionen des Aspektverhältnisses entsprechen dabei:

1. $a/b \rightarrow \infty$ und $c/b \rightarrow \infty$ dünner Film
2. $a/b = 78$ und $c/b = 50$ Leiterbahn

Das Diagramm in Abb. 2.8 a. zeigt nur die $N_{yy}(z/c)$ Komponente des Entmagnetisierungstensors. Für die Berechnung ist ein Querschnitt des Systems bei $x = 0$ und $y = 0$ durchgeführt worden. Des Weiteren wurde die Laufvariable z auf die Systemdimension c normiert.

Im Falle des unendlich ausgedehnten dünnen Filmes (durch den orangenen Kurvenverlauf gekennzeichnet) lassen sich wesentlich einfachere Überlegungen anstellen, um die Diagonalelemente des Entmagnetisierungstensors zu bestimmen [Stö06]. Trotzdem ist auch dieser Fall mit Gleichung (2.39) berechnet worden, um zu zeigen, dass die Gleichung die bekannten Tensorkomponenten eines unendlich ausgedehnten Films korrekt wiedergibt. Allerdings versagt eine exakte numerische Lösung für unendliche Systeme. Aus diesem Grunde wurde ein sehr großes Aspektverhältnis $\frac{a}{b} = \frac{10^{11}}{1}$ gewählt, damit die zwei unendlichen Dimensionen des Filmes simuliert werden können. Der berechnete Wert $N_{yy}(z/c)$ ist 1 und mittels Gleichung (2.36) ist ersichtlich, dass die beiden verbleibenden Elemente $N_{xx}(z/c)$ und $N_{zz}(z/c)$ den Wert 0 aufweisen. Der etablierte Tensor für solch ein System, kann aus der Literatur entnommen werden [Ber92] und entspricht den berechneten Werten. Somit konnte anhand eines bekannten Entmagnetisierungstensors gezeigt werden, dass Gleichung (2.39) dazu verwendet werden kann, auch unbekannte Entmagnetisierungstensorelemente zu bestimmen.

Dies führt dazu, dass die Aspektverhältnisse zur Berechnung der grünen Kurve in Abb. 2.8 a. durch eine reale Struktur vorgegeben sind.

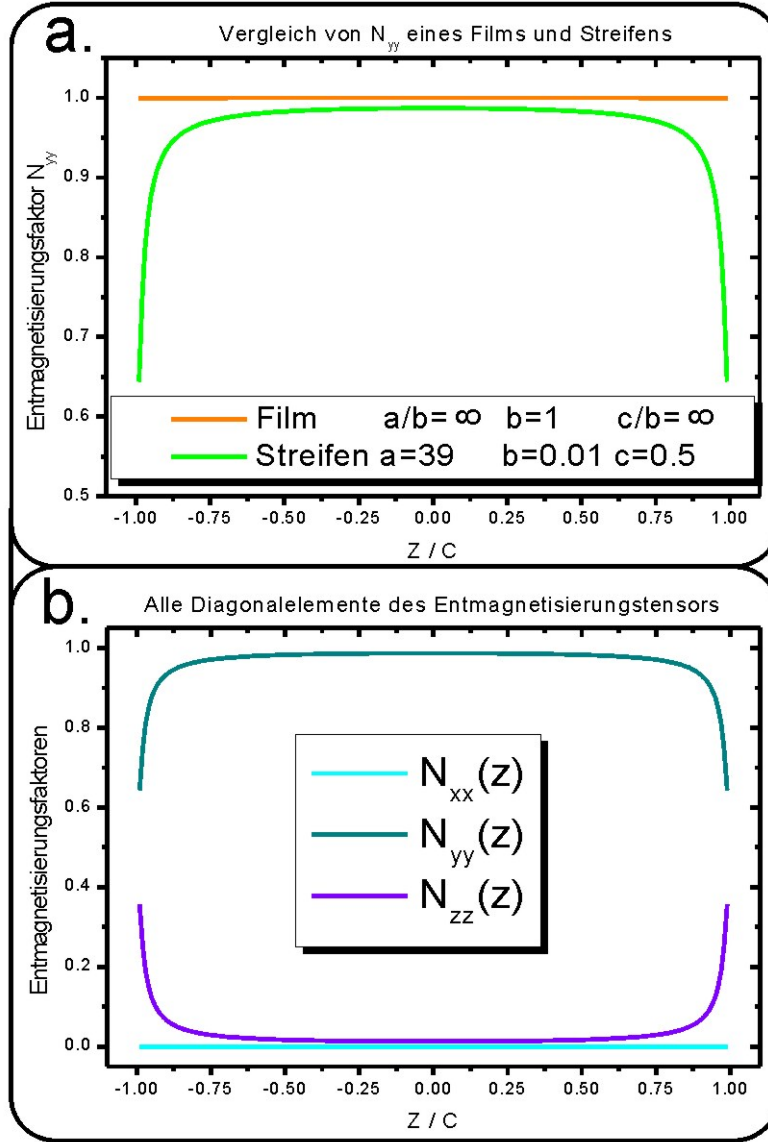


Abbildung 2.8: In a. sind die $N_{yy}(z/c)$ Komponenten des Entmagnetisierungstensors für verschiedene Systeme (Film und Streifen) dargestellt. Dazu wurde für jedes System ein Schnitt durch die $x = 0, y = 0$ Ebene durchgeführt und die Laufvariable z auf die Systemdimension c normiert (siehe gestrichelte rote Linie in Abb. 2.7). Das Diagramm in b. zeigt den Verlauf aller drei Diagonalelemente des Systems, dass in a.) mit Grün markiert ist.

Als Grundlage dafür dient die Geometrie der in Abschnitt 3.1 vorgestellten Permalloy Leiterbahn. Im Gegensatz zum Film sind bei einer Leiterbahnstruktur keine unendlichen Dimensionen vorhanden. Es existiert in jeder Dimension eine Grenzfläche, an der ein Entmagnetisierungsfeld erzeugt werden kann.

Vergleicht man das Ergebnis mit dem des Filmes, ist insbesondere in den Randbereichen der Leiterbahn eine Inhomogenität von $N_{yy}(z/c)$ zu erkennen. Die Werte von $N_{yy}(z/c)$ sind dort kleiner (um ca. 35%) als in der Mitte der Struktur ($N_{yy}(-0.99) \approx 0.65 / N_{yy}(0) \approx 0.98$).

Um eine eindeutige Aussage zur Formanisotropie der Leiterbahn machen zu können, reicht es nicht aus nur ein Diagonalelement des Entmagnetisierungstensor zu bestimmen. Daher sind alle drei Diagonalelemente berechnet worden, welche in Abb. 2.8 b. dargestellt sind. Über den gesamten Querschnitt nimmt $N_{xx}(z)$ im Vergleich zu den anderen Komponenten die kleinsten Werte an und somit lässt sich die x -Richtung als leichte Richtung der Magnetisierung identifizieren. Dem entsprechend ist $N_{yy}(z/c)$ die schwerste Richtung der Magnetisierung.

Die Inhomogenität von $N_{yy}(z/c)$ hat zur Folge, dass in den Randbereichen der Leiterbahn ein schwächeres externes Feld benötigt wird, um die Momente parallel zur y -Richtung auszurichten, als in der Mitte der Leiterbahn. Dies lässt sich einfach durch das effektive Feld $\underline{H}_{eff} = \underline{H}_{ext} + \underline{H}_d$ (mit \underline{H}_{ext} als externes Magnetfeld in y -Richtung) erklären. Da $N_{yy}(z/c)$ in den Randbereichen einen geringeren Wert besitzt als in der Mitte, wird dort das extern angelegte Feld durch das Entmagnetisierungsfeld \underline{H}_d weniger stark geschwächt. Daraus resultiert, dass in den Randbereichen bei einem konstanten externen Feld ein höheres effektives Feld auftritt, welches auf die magnetischen Momente wirkt. Oder vom energetischen Standpunkt betrachtet bedeutet dies: In den Randbereichen wird nach Gleichung (2.38) weniger Energie benötigt, um die Magnetisierung von der magnetisch leichten Richtung (x) in die schwere Richtung zu bewegen (y). Dabei stammt die zusätzliche erforderliche Energie zur Rotation der Magnetisierung aus der Zeeman-Energie des Systems.

Im Gegensatz dazu findet sich für den Kurvenverlauf von $N_{zz}(z)$ ein entsprechend anderes Krümmungsverhalten. In diesem Fall wird mehr Energie benötigt, um die Randmomente in z -Richtung zu orientieren. Dies liefert die Grundlage für die, im weiteren Verlauf der Arbeit behandelten lokalisierten Anregungsmoden eines strukturierten Systems (siehe Abschnitt 4.5.3.2).

Im Folgenden sei kurz auf die Betrachtung der räumlichen Orientierung des Entmagnetisierungsfeldes eingegangen. Eine einfache phänomenologische Beschreibung zur Lage von Magnetisierung bzw. Entmagnetisierungsfeld in einem quaderförmigen System wird in der Literatur vorgestellt [O'H00, Viv04]. In diesem Modell wird ein magnetischer Festkörper, ähnlich einem Plattenkondensator beschrieben. Das heißt es wird eine homogen verteilte magnetische Ladungen an der Oberfläche angenommen.

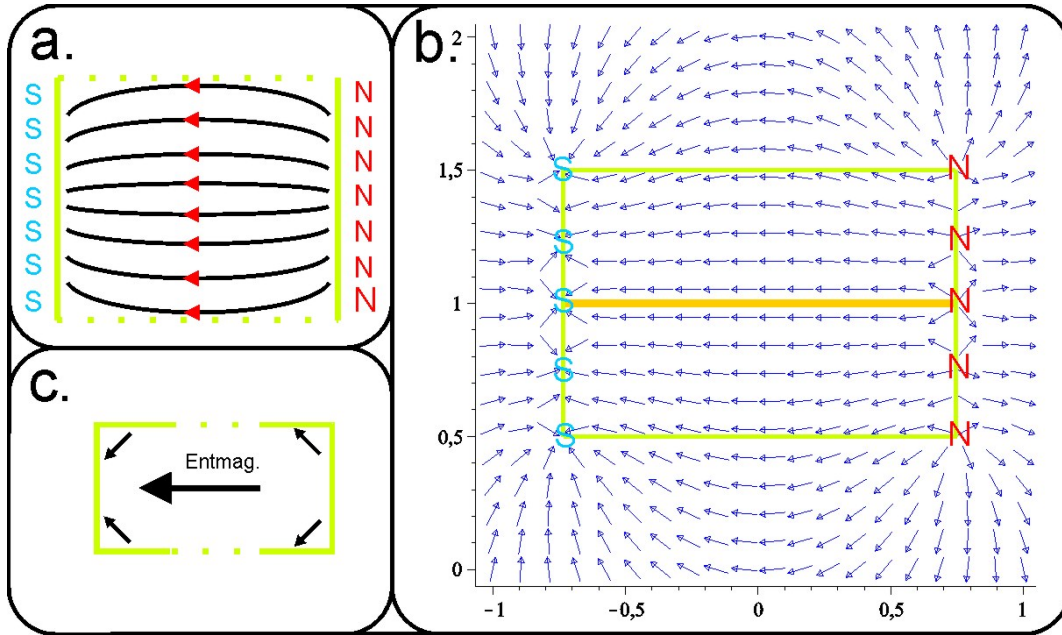


Abbildung 2.9: a. Schematische Zeichnung der Richtung des Entmagnetisierungsfeldes innerhalb einer Leiterbahn. In b. ist das resultierende Dipolfeld abgebildet, welches aus der ungestörten Überlagerung der einzelnen, mit N und S markierten, Pole entsteht. Durch die grünen Linien ist der magnetische Körper eingezeichnet, dessen Spiegelachse durch die orange Linie gekennzeichnet ist. Eine vereinfachte Darstellung des Feldverlaufes ist in c. gezeigt. Dadurch soll verdeutlicht werden, dass besonders an den Kanten einer Struktur die Orientierung des Entmagnetisierungsfeldes verändert.

Dies führt zu den, in Abb. 2.9 a. schematisch gezeichneten, Feldlinien des Entmagnetisierungsfeldes. Die exakte Form der Feldlinien lässt sich durch Aufsummierung der einzelnen Dipolfelder berechnen. Der resultierende Dipolfeldverlauf ist für 8 magnetische Ladungen berechnet worden und ist in Abb. 2.9 b. dargestellt. Die Positionen der jeweiligen magnetischen Ladungen sind dabei durch die Buchstaben N und S markiert worden. Mittels der grünen Linien wird die Form eines entsprechenden quadratischen Körpers angedeutet. Es ist zu erkennen, dass streng genommen nur genau auf der Spiegelachse (orange Linie) keine Krümmung des resultierenden Feldes existiert. Gerade in den Bereichen der Kanten der eingezeichneten Struktur ist eine deutliche Krümmung sichtbar. Das heißt weist der Körper eine nicht ellipsoidale Form auf, dann ist nicht nur der Betrag des Entmagnetisierungsfeldes über den gesamten Körper inhomogen, sondern auch dessen Orientierung.

Abschließend sei zur Erinnerung nochmals erwähnt, dass die gesamte hier vorgestellte Theorie auf dem Kontinuum-Modell der Magnetisierung basiert. Des Weiteren wurden eine homogene Magnetisierung und eine verschwindende Stromdichte innerhalb des

magnetischen Körpers gefordert. Im Besonderen die Annahme einer kontinuierlichen Magnetisierung ist für ein System von wenigen Monolagen dicken Filmen nicht mehr gerechtfertigt. Um diesen Fall zu berechnen wurde ein Modell entwickelt, in dem die Felder einzelner Dipolmomente aufaddiert werden [Hei88, Dra88]. Dies führt zu dem Ergebnis, dass der Entmagnetisierungsfaktor eines solchen Filmes für die Komponente aus der Ebene nicht mehr, wie oben beschrieben, den Wert $N_{yy} = 1$ annimmt. Es entsteht eine Reduzierung dieses Wertes mit dem Zusammenhang [Hei93].

$$N_{yy}(n) = 1 - \frac{A}{n} \quad (2.40)$$

Dabei gibt n die Anzahl der Monolagen des Systems an. A ist eine Konstante und wird durch die Gitterstruktur bestimmt. Um eine Abschätzung des Fehlers im Kontinuums-Modell zu machen, wird Permalloy in einer fcc(001)-Struktur (face centered cubic) ausgegangen mit einer Gitterkonstanten $a = 3.55 \text{ \AA}$ [Mic02]. Aus der Literatur kann dafür ein Wert von $A = 0.2338$ entnommen werden [Far98]. Die meistens Systeme in dieser Arbeit haben eine Schichtdicke von 20 nm , damit beträgt die Abweichung gegenüber dem Kontinuums-Modell $\approx 0.415\%$. Betrachtet man die wesentlich größeren Unterschiede auf Grund der Inhomogenität des Entmagnetisierungsfeldes (siehe oben), kann diese Abweichung vernachlässigt werden.

2.6.2 Magnetokristalline Anisotropie

Der Ursprung für die magnetokristalline Anisotropie ist die Spin-Bahn-Kopplung. Diese wurde zuvor in Abschnitt 2.2 beschrieben und hat zur Folge, dass magnetische Spinmomente an ein Orbitalmomente gekoppelt werden. Da die Orbitale wiederum durch die kristallographische Struktur beeinflusst werden, gibt es auch eine Verbindung des Spinmagnetismus zum Kristallgitter. Im Unterschied zur in Abschnitt 2.1 betrachteten Austauschwechselwirkung, damit der Orbitalüberlapp nicht mehr isotrop, sondern gerichtet. Jedoch verliert die Betrachtungsweise des Austausches nicht an Gültigkeit, solange die Spin-Bahn-Kopplung als kleine Störung des Systems angenommen werden kann. Für die behandelten 3d-Metalle ist diese Voraussetzung gegeben (siehe Abschnitt 2.3). Somit können Ausrichtungen der Magnetisierung in gewisse kristallographische Achsen energetisch günstiger sein als jeweils andere und genau dieser Effekt wird magnetokristalline Anisotropie genannt. Diese Form der Anisotropie kann daher sehr gut bei einkristallinen Systemen beobachtet werden, jedoch ist er auch bei polykristallinen Strukturen von Bedeutung, wenn diese eine Vorzugsrichtung aufweisen. Eine theoretische Betrachtungsweise ist in der Literatur unter [Aku29] zu finden. Wesentlich anschaulicher ist jedoch ein phänomenologisches Paarwechselwirkungsmodell [vV37]. In diesem Modell stimmen die Bindungsachsen der Momente mit den kristallographischen Richtungen übereinstimmen und alle magnetischen Momente sind parallel ausgerichtet.

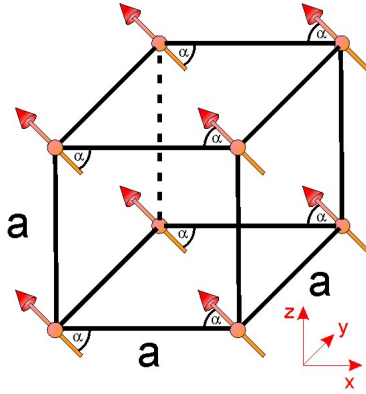


Abbildung 2.10: Beispiel eine kubischen Gitters im Rahmen des Paarwechselwirkungsmodells. Der Gitterabstand des Kristalls sei a . Alle magnetischen Momente sind parallel zueinander ausgerichtet und schließen den Winkel α gegenüber den Kristallachsen ein.

Des Weiteren wird ein Richtungskosinus eingeführt, bei dem es sich aus mathematischer Sicht um die normierte Projektion der Magnetisierung auf die kristallographischen Achsen handelt. Dazu werden jedoch Kugelkoordinaten genutzt, wie sie in Abb. 2.3 festgelegt sind.

$$\alpha_i = \frac{M}{|M|} \cdot e_i \Rightarrow \alpha_x = \sin(\vartheta) \cdot \cos(\varphi)$$

$$\alpha_y = \sin(\vartheta) \cdot \sin(\varphi) \quad \alpha_z = \cos(\vartheta)$$

Im Paarwechselwirkungsmodell wird die freie Energie des Systems mittels eines Legendre-Polynoms entwickelt und verschiedenen Terme durch Symmetrieüberlegungen eliminiert bzw. als Dipol-Dipol-Wechselwirkung identifiziert [Nye57]. Beschränkt man sich auf die nicht verschwindenden, unidentifizierten Terme lassen sich mit Hilfe dieses Modells Aussagen über die Anisotropie bei unterschiedlichen Kristallsymmetrien machen. Für einen kubischen Kristall findet sich für die freie Energie der folgende Ausdruck [Kan63].

$$F_{kub} = K_1 (\alpha_x^2 \cdot \alpha_y^2 + \alpha_y^2 \cdot \alpha_z^2 + \alpha_z^2 \cdot \alpha_x^2) + K_2 (\alpha_x^2 \cdot \alpha_y^2 \cdot \alpha_z^2) + K_3 \dots \quad (2.41)$$

Dabei werden die Vorfaktoren K_1, K_2 Anisotropiekonstanten genannt. Beiträge höherer Ordnung (8ter, 10er,...) werden nicht betrachtet. Die jeweiligen α nur normierte Richtungsvektoren sind, geben die Konstanten die Größe der Anisotropie an. Beim Wechsel vom kubischen in ein tetragonales System ist es notwendig, eine ausgezeichnete Achse zu benennen. Wird zum Beispiel α_z gewählt, ergibt sich analog zu obigen Überlegungen für die freie Energie [Kan63].

$$F_{tet} = K_1 \cdot \alpha_z^2 + K_2 \cdot \alpha_z^4 + K_3 \dots \quad (2.42)$$

Wobei zu beachten ist, dass auf Grund der verringerten Symmetrie in diesem System schon Terme 2ter Ordnung des Legendre-Polynoms berücksichtigt werden müssen. Im Weiteren kann man meistens davon ausgehen, dass nur der jeweils erste Term

für die Beschreibung der freien Energie Beachtung findet, da für die Beträge der Anisotropiekonstanten gilt $K_1 > K_2, K_3, \dots$ [Gra59, Chi97]. Insofern sich durch diese Vereinfachung eine gute Übereinstimmung mit dem Experiment erzielen lässt, ist dies eine ausreichende Rechtfertigung, dass das Paarwechselwirkungsmodell eine ausschließlich phänomenologische Beschreibung der magnetischen Anisotropie.

Um die Ergebnisse von Messungen bei tiefen Temperaturen hinreichend gut mit Hilfe der freien Energie im Paarwechselwirkungsmodell interpretieren zu können, muss z.B. zusätzlich der Term mit K_2 (die nächst höhere Ordnung) berücksichtigt werden [Blü99]. Dies zeigt, dass die Beträge der Anisotropiekonstanten eines Ferromagneten nicht konstant sind, sondern temperaturabhängige Größen darstellen [Gra58, Boz51].

Wird die obige Definitionen des Richtungskosinus eingesetzt und davon ausgegangen, dass die Hauptachsen eines Kristalls mit den Achsen des kartesischen Koordinatensystems übereinstimmen, lässt sich die freie Energieoberfläche wie folgt darstellen.

$$a.) F_{kub} = K_1 \sin^2(\vartheta) - \frac{K_1}{8} \sin^4(\vartheta) \cdot (\cos(4 \cdot \varphi) + 7) \quad b.) F_{tet} = K_1 \cdot \sin^2(\vartheta)$$

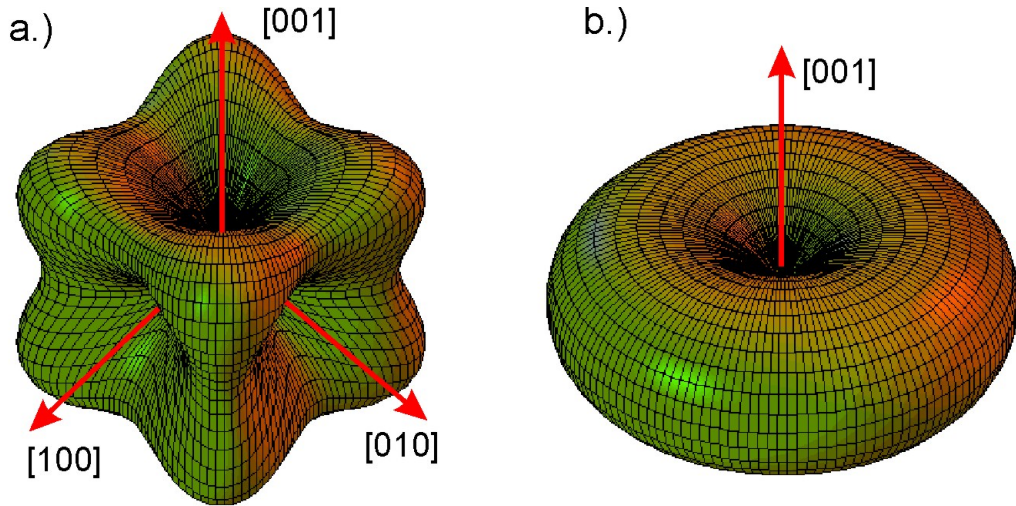


Abbildung 2.11: Die freie Energieoberfläche mit $K_1 > 0$ für a.) eine rein kubische magnetokristalline Anisotropie b.) eine rein uniaxiale magnetokristalline Anisotropie.

Die Energieminima entsprechen den leichten Richtungen der Magnetisierung auf Grund der magnetokristallinen Anisotropie. Im Fall a.) sind dies die kristallographischen Hauptachsen $\langle 100 \rangle$. Die Maxima bzw. die schweren Richtungen sind in $\langle 111 \rangle$ zu finden und es existieren zusätzlich mittelschwere Orientierungen in $\langle 110 \rangle$. Für den Fall b.) wurde die Beziehung $\cos^2(\vartheta) + \sin^2(\vartheta)$ ausgenutzt und durch die Vernachlässigung höherer Ordnungen ergibt sich eine uniaxiale Anisotropie mit der leichten

Richtung in $\langle 100 \rangle$. In beiden Fällen wurde jeweils $K_1 > 0$ gewählt. Ändert sich dies, wird also für das System eine negative Anisotropiekonstante vorausgesetzt $K_1 < 0$, invertieren sich die Energielandschaften (schwere Richtungen werden zu leichten und umgekehrt).

2.6.3 Magnetostriktion

Im vorherigen Abschnitt über die magnetokristalline Anisotropie wurde ein vollkommen ideales Gitter angenommen, in dem keine atomaren Verspannungen existieren. Als einfaches Beispiel wurde ein kubisches Gitter vorgestellt, dessen freie Energieoberfläche der magnetokristallinen Anisotropie in Abb. 2.11 a. dargestellt ist. Wird auf dieses System von außen ein mechanischer Druck auf eine Kristallachse ausgeübt, verändert sich der Gitterabstand in dieser Orientierung und somit verringert sich der Grad der Symmetrie vom kubischen zu einem tetragonalen System. Durch eine äußere mechanische Manipulation ist es daher möglich, Einfluss auf die Anisotropien in einem magnetischen Festkörper zu nehmen. Da die magnetokristallinen Anisotropiekonstanten in der Regel mit steigender Ordnung immer kleiner werden (tetragonal $K_1 > K_1$ kubisch) [Bru93], kann schon eine kleine Verzerrung der Gitterstruktur eine große Änderung auf die freie Energielandschaft zur Folge haben. Ist der Ursprung der Verzerrung, wie beschrieben, durch äußere Einflüsse bedingt, wird dies als inverse Magnetostriktion bezeichnet (siehe Anhang 6.16). Der Effekt der Magnetostriktion tritt auf, wenn eine physische Deformation eines Festkörpers vorliegt, die auf Grund der Ausrichtung der Magnetisierung hervorgerufen wird. Eine sehr ausführliche Beschreibung ist in der Literatur unter [Chi97] zu finden.

Um einen Einblick in die Veränderung der freien Energielandschaft zu erlangen, sei angenommen, dass diese ausschließlich durch die Magnetostriktion bestimmt wird. Als Grundlage für die mathematische Beschreibung dieses Effektes wird ähnlich vorgegangen wie in dem zuvor vorgestellten Paarwechselwirkungsmodell (siehe Abschnitt 2.6.2), womit auch der Ansatz für die Magnetostriktion rein phänomenologisch ist. Wurde zuvor der Term der Dipol-Dipol-Wechselwirkung im Paarwechselwirkungsmodell vernachlässigt, ist dieser allerdings nun der einzige Term der betrachtet wird. Zur Beschreibung wird nicht nur der Richtungskosinus der Magnetisierung (siehe Abschnitt 2.6.2) verwendet, sondern auch der Richtungskosinus für die atomaren Abstandsvektoren $(\beta_x, \beta_y, \beta_z)$. Des Weiteren wird dem System ein Verzerrungstensor $\underline{\varepsilon}$ hinzugefügt, der die auftretenden Deformationen beschreibt.

$$\varepsilon_{ij} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{zx} & \varepsilon_{zy} & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix}$$

Es soll Vertauschbarkeit gelten (zum Beispiel $\varepsilon_{xy} = \varepsilon_{yx}$), wodurch sich die unabhängigen Komponenten reduzieren auf $\varepsilon_{xx}, \varepsilon_{yy}, \varepsilon_{zz}, \varepsilon_{xy}, \varepsilon_{xz}, \varepsilon_{yz}$. Im Allgemeinen wird die magnetoelastische Energiedichte verwendet, um die freie Energielandschaft der Magnetostraktion zu modellieren. Werden in diesem Modell Änderungen in der Dipol-Dipol-Wechselwirkung auf Grund von Gitterverzerrung beschrieben, erhält man mit dem Paarwechselwirkungsansatz für ein kubisches Gitter [Chi97] folgende Gleichung. Wobei in diesem Falle eine volumenerhaltende Deformation angenommen wird.

$$F_{magel} = B_1 \left(\varepsilon_{xx} \cdot \left(\alpha_x^2 - \frac{1}{3} \right) + \varepsilon_{yy} \cdot \left(\alpha_y^2 - \frac{1}{3} \right) + \varepsilon_{zz} \cdot \left(\alpha_z^2 - \frac{1}{3} \right) \right) + B_2 (\varepsilon_{xy} \cdot \alpha_x \cdot \alpha_y + \varepsilon_{yz} \cdot \alpha_y \cdot \alpha_z + \varepsilon_{xz} \cdot \alpha_x \cdot \alpha_z) \quad (2.43)$$

Die beiden Koeffizienten B_1, B_2 werden magnetoelastische Kopplungskonstanten genannt. Diese Gleichung zeigt, dass bei nicht verschwindenden Komponenten von $\underline{\underline{\varepsilon}}$ nur durch die Ausrichtung einer Magnetisierung in eine ausgezeichnete Richtung (zum Beispiel in $\alpha_x = 1, \alpha_y = 0, \alpha_z = 0$), eine anisotrope Energieoberfläche entsteht. Für das gewählte Beispiel, bei der die Magnetisierung entlang einer kristallinen Hauptachse orientiert ist, führt dies zu einer Oberfläche, wie sie in Abb. 2.11 b. dargestellt ist. In Richtung der Magnetisierung tritt eine Verzerrung des Gitters auf, so dass sich diese (ohne Betrachtung aller weiteren Anisotropien) energetisch, gegenüber den restlichen Richtungen, auszeichnet.

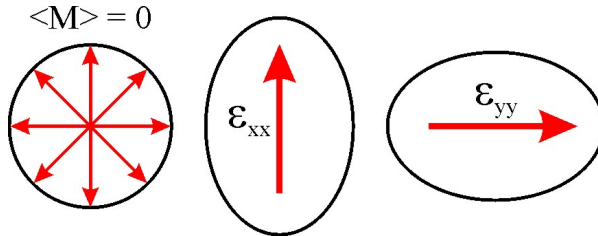


Abbildung 2.12: Schematische Darstellung der Verzerrung einer magnetischen Kugel auf Grund von Ausrichtungen einer Magnetisierung.

Der Effekt, dass ein magnetisches System einer Verzerrung unterliegt, die abhängig von der Lage der Magnetisierung ist, wurde erstmals von Joule an Nickelsystemen entdeckt [Jou42]. Der Betrag der Verzerrung wird begrenzt durch die elastischen Eigenschaften des Gitters. Aus der Elastizitätstheorie ist für einen eindimensionalen Körper im Zusammenhang mit dem Hook'schen Gesetz bekannt, dass für die freie Energiedichte gilt [Dem98].

$$F_{el} = \frac{1}{2} C \cdot \varepsilon_{xx}^2$$

Wobei C das Kompressionsmodul ist. Geht man in ein drei dimensionales System

über, werden die skalaren Größen durch tensorielle ersetzt. Dies führt zum folgenden Ausdruck der elastischen Energiedichte für ein kubisches System [Chi97].

$$F_{el} = \frac{1}{2}c_{11}(\varepsilon_{xx}^2 + \varepsilon_{yy}^2 + \varepsilon_{zz}^2) + \frac{1}{2}c_{44}(\varepsilon_{xy}^2 + \varepsilon_{yz}^2 + \varepsilon_{xz}^2) + c_{12}(\varepsilon_{xx} \cdot \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{yy} \cdot \varepsilon_{zz} + \varepsilon_{xx} \cdot \varepsilon_{zz}) \quad (2.44)$$

Die Größen c_{11}, c_{44}, c_{12} sind die unabhängigen Komponenten des Elastizitätsmodultensors \underline{C} in einem kubischen System. Der Tensor hat 81 Einträge c_{ijkl} mit $i, j, k, l = 1 \dots 3$ und \underline{C}_{11} ist zum Beispiel eine Abkürzung für $c_{11} = c_{xxxx} = c_{yyyy} = c_{zzzz}$ [Ash01]. Mittels Bestimmung des Minimum der Gesamtenergie $F_{magel} + F_{el}$ ist es möglich, Gleichung (2.43) in eine wesentlich zugänglichere Form zu bringen. Dazu verwendet man nicht mehr die magnetischen Kopplungskonstanten, sondern es wird eine relative Längenänderung $\lambda = \delta l / l$ bestimmt (Herleitung siehe Abschnitt 6.15).

$$\lambda = \frac{\delta l}{l} = \varepsilon_{xx}\beta_x^2 + \varepsilon_{yy}\beta_y^2 + \varepsilon_{zz}\beta_z^2 + \varepsilon_{xy}\beta_x\beta_y + \varepsilon_{yz}\beta_y\beta_z + \varepsilon_{zx}\beta_z\beta_x \quad (2.45)$$

Dies führt zu einer neuen Formulierung der magnetoelastischen Energiedichte.

$$F_{magel} = -\frac{3}{2}\lambda_{[100]}(c_{11} - c_{12})\left(\varepsilon_{xx} \cdot \left(\alpha_x^2 - \frac{1}{3}\right) + \varepsilon_{yy} \cdot \left(\alpha_y^2 - \frac{1}{3}\right) + \varepsilon_{zz} \cdot \left(\alpha_z^2 - \frac{1}{3}\right)\right) - 3\lambda_{[111]}c_{44}(\varepsilon_{xy} \cdot \alpha_x \cdot \alpha_y + \varepsilon_{yz} \cdot \alpha_y \cdot \alpha_z + \varepsilon_{xz} \cdot \alpha_x \cdot \alpha_z) \quad (2.46)$$

$\lambda_{[100]}$ und $\lambda_{[111]}$ heißen Magnetostriktionkonstanten und geben die relative Längenänderung entlang dieser Hauptachsen des Kristalls an. Zur Definition von $\lambda_{[xyz]}$ sei auf den Anhang 6.15 verwiesen. Des Weiteren ist dort auch die Berechnung der Magnetostriktionkonstante in der fehlenden Hauptachse [110] zu finden. Diese ist nicht unabhängig von den beiden anderen Richtungen und kann daher als Linearkombination geschrieben werden. Diese Gleichung macht ebenfalls deutlich, dass die Magnetostriktion eine anisotrope Gestalt hat, da in der Regel gilt $\lambda_{[100]} \neq \lambda_{[111]}$ [Fri12]. Für einkristalline Eisensysteme können in der Literatur zum Beispiel Werte von $\lambda_{[100]} \approx 20 \cdot 10^{-6}$ bzw. $\lambda_{[111]} \approx -20 \cdot 10^{-6}$ (bei Zimmertemperatur) gefunden werden [Lee55]. Der Vorzeichenwechsel gibt an, dass der Eisenkristall sowohl eine Kontraktion (+), als auch eine Dilatation (-) erfährt, je nachdem in welcher Orientierung die Magnetisierung ausgerichtet ist. Im Rahmen dieser Arbeit ist ein geordnetes Ferritsystem ($CoFe_2O_4$) untersucht worden, welches sich durch ein sehr hohes magnetostriktives Verhalten auszeichnet. Allerdings sind in der Literatur durchaus unterschiedliche Werte für die Magnetostriktionkonstanten aufgelistet, da diese sehr empfindlich auf Konzentrationsunterschiede reagiert. So wird in diesem Zusammenhang häufig [Boz55] zitiert. Dort findet sich $Co_{0.8}Fe_{2.2}O_4 \Rightarrow \lambda_{[100]} = -590 \cdot 10^{-6}$ und $\lambda_{[111]} = 120 \cdot 10^{-6}$ bzw. für $Co_{1.1}Fe_{1.9}O_4 \Rightarrow \lambda_{[100]} = -250 \cdot 10^{-6}$. Neuere Arbeiten geben für die Komposition $CoFe_2O_4 \Rightarrow \lambda_{[100]} \approx -200 \cdot 10^{-6}$ und $\lambda_{[111]} \approx 100 \cdot 10^{-6}$ an [Zhe11, Fri12] oder

$\lambda_{[100]} \approx -350 \cdot 10^{-6}$ [Liu05], auch höhere Werte für $CoFe_2O_4$ sind durchaus veröffentlicht worden $\lambda_{[100]} = -600 \cdot 10^{-6}$ [Rig09] oder $\lambda_{[100]} = -670 \cdot 10^{-6}$ [O'H07]. Jedoch gilt für alle Magnetostruktionskonstanten, dass deren Größenordnung immer mindestens um einen Faktor 10 größer ist, als Eisen. Liegt ein polykristallines Probensystem vor, ist eine genaue Bestimmung gegenüber den Kristallachsen unmöglich und es kann nur ein gemittelter Wert $\lambda_{[100]} = \lambda_{[111]} = \lambda_S$ bestimmt werden, womit die Magnetostruktion eine räumlich isotrope Größe wird. In diesem Fall vereinfacht sich die Bestimmung der relativen Längenänderung [Chi97] (Herleitung siehe Abschnitt 6.15).

$$\lambda = \frac{3}{2} \lambda_s \left(\cos^2(\Phi) - \frac{1}{3} \right) \quad (2.47)$$

Φ ist der Winkel zwischen dem Vektor der Magnetisierung und dem Vektor, unter dem eine relative Längenänderung beobachtet werden soll. Dabei zeichnet $CoFe_2O_4$ auch in diesem Fall ein sehr hoher magnetostruktiver Wert von $\lambda_S \approx -225 \cdot 10^{-6}$ aus [Boz55, Che99]. Im Gegensatz dazu hat polykristallines Eisen nur einen Wert von $\lambda_s \approx -7 \cdot 10^{-6}$ [Kor34] und besitzt somit eine Magnetostruktion, die fast zwei Größenordnungen kleiner ist. Das negative Vorzeichen bewirkt, dass das Gitter in Richtung der Magnetisierung ($\Phi = 0$) gestaucht wird.

Auf Grund des großen Wertes für λ eignet sich $CoFe_2O_4$ hervorragend dafür die Magnetisierung innerhalb des Ferritsystems zu manipulieren, da schon geringe Verspannungen des Kristallgitters die freie Energielandschaft deutlich verändern können und somit eine zusätzlichen magnetischen Anisotropiebeitrag darstellen. Die vorliegende Arbeit nähert sich allerdings von der anderen Seite, indem die Magnetisierung von außen manipuliert wird und die daraus resultierenden Veränderungen des Kristallgitters bestimmt werden.

2.7 Austausch- und dipolargekoppelte Spinwellen

In den vorherigen Abschnitten wurde gezeigt, dass eine Magnetisierung zu einer Präzessionsbewegung angeregt werden kann (siehe Abschnitt 2.4). Dieses Kapitel beinhaltet einen genaueren Einblick auf die Anregungsmoden, die durch ein Hochfrequenzfeld erzeugt werden können. Eine gute Erläuterung ist in der Literatur unter [Spa64] zu finden.

Um den Einstieg in dieses Thema möglichst einfach zu gestalten, wird zunächst ein System angenommen, in dem die Dipolwechselwirkung einzelner magnetischer Momente vernachlässigt werden soll, daher handelt es sich um rein austauschgekoppelte Anregungsmoden. Diese werden zwar sowohl im Experimente als auch in der Simulation nicht beobachtet, jedoch ist der Lösungsansatz vergleichbar mit den später behandelten dipolgekoppelten Anregungen.

Die Abb. 2.13 zeigt eine energetische Betrachtung eines Spinsystems, wobei ein quasiklassisches Bild angewandt wird, in dem das Spinnmoment als klassischer Vektor angesehen werden kann.

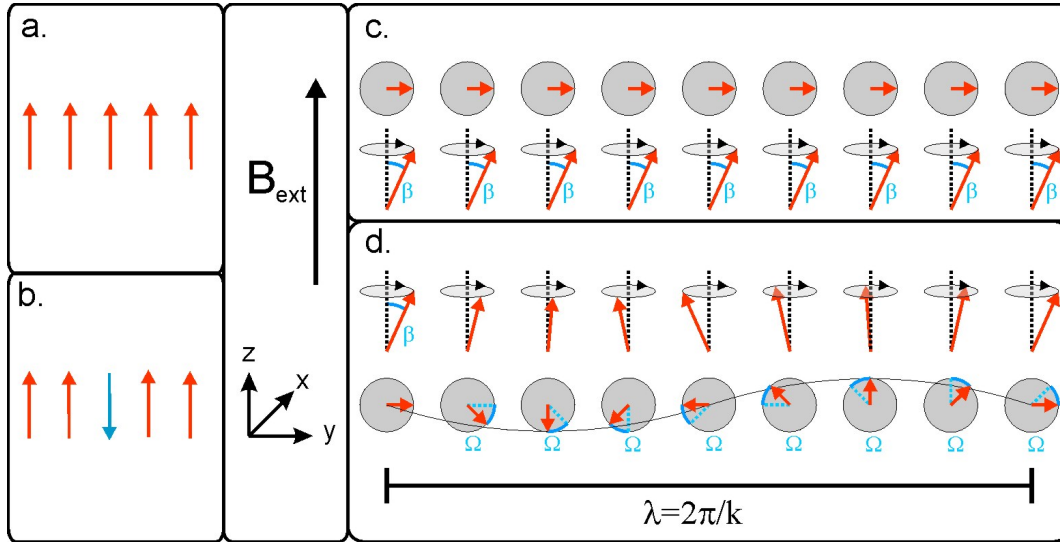


Abbildung 2.13: Darstellung verschiedener energetischer Zustände eines Spinsystems in einem externen Magnetfeld B_{ext} . In a. sind alle Spinnmomente sowohl zueinander als auch gegenüber B_{ext} parallel ausgerichtet. Hingegen existiert in b. ein Spinnmomente, dass antiparallel orientiert ist. Im Fall c. sind die Spinnmomente zueinander parallel, jedoch gegenüber B_{ext} um einen kleinen Winkel verkippt. Die Kreise zeigen die dynamische Komponente der Spinnmomente in der x-y-Ebene. Zusätzlich zum Winkel β findet sich in d. der Winkel Ω , durch den sich die dynamische Komponente nächster Nachbarn unterscheidet.

Der Fall a. ist der energetische Grundzustand des Systems, da alle Spinnmomente sowohl zueinander, als auch zum externen Feld, parallel ausgerichtet sind. Im Weiteren sei zur Vereinfachung angenommen, dass die Orientierung des effektiven bzw. externen Feldes identisch ist. Im Zustand b. ist ein Spinnmoment umgeklappt worden, daher ist es antiparallel zu seinen Nachbarn und zum externen Feld orientiert. Dies führt zu einer Erhöhung der Zeeman- und Austauschenergie des Systems bezüglich a. Somit ist dieser Fall energetisch sehr ungünstig. Für die Betrachtung von c. ist es sinnvoll das Spinnmoment in eine dynamische (senkrecht zu B_{ext}) und eine statische Komponente (parallel zu B_{ext}) zu zerlegen. Aus der LLG (Gleichung 2.10) ist ersichtlich das ein ungedämpftes Moment eine Präzessionsbewegung um ein effektives Feld durchführt, sofern diese nicht genau parallel oder antiparallel konfiguriert sind. Die dynamische Komponente ist in der Abbildung schematisch durch die Kreise dargestellt und befindet sich immer in der Ebene senkrecht zum externen Feld. Im Gegensatz zu b. ist nicht nur ein Spinnmoment um einen Winkel von 180° gedreht, sondern alle Spinnmomente sind um

einen kleinen Winkel β bezüglich des externen Feldes verkippt. Dieser Winkel wird im Weiteren als Öffnungswinkel der Präzessionsbewegung bezeichnet. Da alle Spinnomente gleich ausgelenkt sind und kohärent in Phase präzedieren, ist nur die Zeemanenergie gegenüber dem energetischen Grundzustand erhöht. Diese Anregungsmoden werden als uniforme Moden bezeichnet (siehe Abschnitt 4.5.1.1).

Im Unterschied dazu existiert in der Anregung d. zusätzlich der Winkel Ω . Dieser ist durch die Verkipfung der dynamischen Komponente nächster Nachbarn gegeben. In diesem System gibt es daher nicht nur einen Beitrag der Zeemanenergie, sondern auch noch eine erhöhte Austauschenergie. Wobei die Erhöhung, wie aus Gleichung (2.1) ersichtlich, proportional zu Ω ist. Betrachtet man für den Fall d. ausschließlich die dynamische Komponente, dann ist deutlich eine wellenförmige Anregung zu erkennen. Dieser Anregung kann eine Wellenlänge von $\lambda = 2\pi/k$ zugeordnet werden. Auf Grund der Wellennatur werden diese Anregungen Spinwellen bzw. Magnonen genannt.

Für die austauschgekoppelten Spinwellen gilt demnach je kleiner die Wellenlänge ist, umso größer ist die dafür benötigte Anregungsenergie. Eine Herleitung dieser Abhängigkeit ist in Abschnitt 6.17 zu finden. Wird Ω als klein angenommen und besitzt das System eine kubische Symmetrie, folgt für die Dispersionsrelation austauschgekoppelter Spinwellen [Pra09].

$$\omega = \frac{2J \cdot S \cdot a^2}{\hbar} \cdot k^2 \quad (2.48)$$

Dabei ist J das Austauschintegral, a die Gitterkonstante und S der Gesamtspin eines Atoms. Die uniforme Mode $k = 0$ ist, wie zuvor gefordert, die energetisch günstigste Anregung des Systems.

Im Weiteren wird nun die Austauschwechselwirkung vernachlässigt und es soll alleine die Dipolwechselwirkung für die Anregung von Magnonen verantwortlich sein. Physikalisch bedeutet dies, dass die Wellenlänge der Magnonen noch größer ist, als schon für die Näherung bei austauschgekoppelten Wellen angenommen worden ist. Damit diese Art der Spinwellen existieren kann, müssen Grenzflächen im System vorhanden sein. Nur so kann es zu einer dipolaren Kopplung kommen. Aus dem gleichen Grund werden jedoch auch Randbedingungen an das System gestellt (wie zum Beispiel Stetigkeitsbedingungen), die erfüllt werden müssen. Die Dispersionsrelation für die dipolar gekoppelten Spinwellen innerhalb eines dünnen Films wird in der Literatur zum Beispiel von Damon und Eshbach aufgestellt [Dam61]. Im Abschnitt 6.18 des Anhangs wird die Herleitung der Dispersionsrelation basierend auf [Mil09] gezeigt. Eine wichtige Voraussetzung dabei ist, dass es sich um magnetostatische Anregungsmoden ($\nabla \times H = 0$) handelt.

$$\frac{\sqrt{(\gamma^2 \mu_0^2 H_{ext}^2 + \gamma^2 \mu_0^2 M_s \cdot H_{ext} \cdot \sin^2(\Theta) - \omega^2) (\gamma^2 \mu_0 B_{ext} \cdot H_{ext} - \omega^2)}}{\gamma B_{ext} (\gamma \mu_0 H_{ext} + \sin^2(\Theta) \cdot \gamma \mu_0 M_s) + \gamma^2 \mu_0^2 H_{ext}^2 - 2\omega^2} = -\frac{1}{2} \tanh(\alpha D) \quad (2.49)$$

$$\text{mit } \alpha = k \sqrt{\frac{\gamma^2 \mu_0^2 H_{ext}^2 + \gamma^2 \mu_0^2 M_s \cdot H_{ext} \cdot \sin^2(\Theta) - \omega^2}{\gamma^2 \mu_0^2 H_{ext}^2 + \gamma^2 \mu_0^2 M_s \cdot H_{ext} - \omega^2}}$$

Mit M_s wird der statische Anteil der Magnetisierung bezeichnet. Die Herleitung dieser Gleichung setzt einen dünnen Film voraus, wohingegen alle Spinwellen in dieser Arbeit innerhalb einer Leiterbahnstruktur vorkommen. Damit ist gegenüber dem Film eine weitere Dimension eingeschränkt, was zu weiteren Randbedingungen führt. Die qualitative Interpretation der Spinwellen ändert sich allerdings dadurch nicht, daher wird Gleichung (2.49) verwendet, um die Dispersion zu beschreiben. Die wichtigsten Größen dieser Gleichung sind:

- 1.) Der Winkel Θ zwischen dem Wellenvektor k und der statischen Magnetisierung M_s des Systems.
- 2.) Die Größe α , beschreibt das Ausbreitungsverhalten der Welle senkrecht zum Wellenvektor k .
- 3.) Die Geometrie des Systems wird durch die Dicke D des Films berücksichtigt.

Im direkten Vergleich ist die Dispersionsrelation der dipolar gekoppelten Spinwellen wesentlich komplexer, als die der austauschgekoppelten Spinwelle. Um eine klare Proportionalität von $\omega \sim k$ zu erhalten, werden die zwei linear unabhängige Fälle ($\Theta = 0^\circ$ und $\Theta = 90^\circ$) der Dispersionsrelation genauer betrachtet. In den im Weiteren diskutierten Ergebnissen treten ebenfalls nur diese beiden Spezialfälle auf.

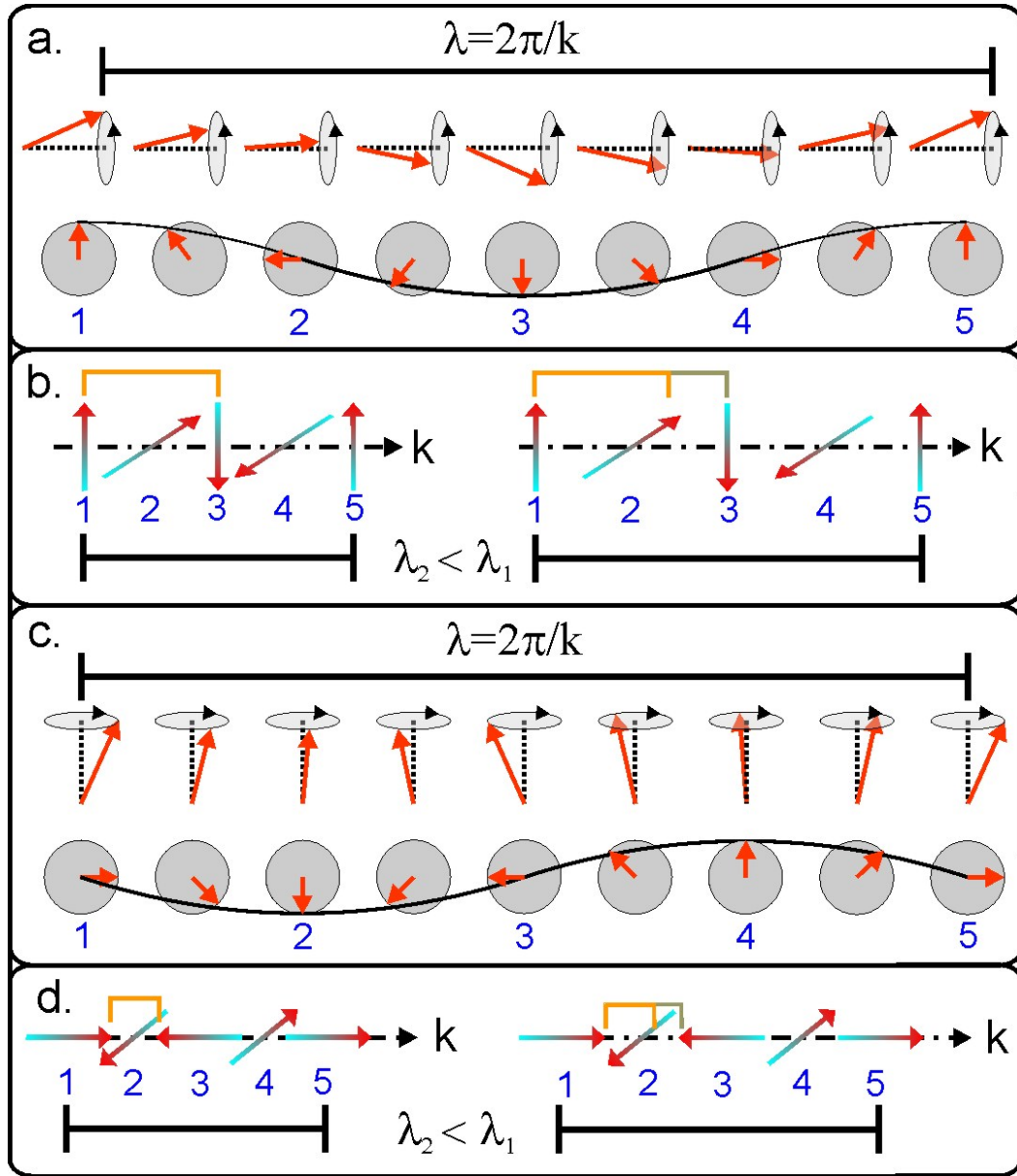


Abbildung 2.14: In a. und c. sind zwei unabhängigen Arten von dipolar gekoppelten Spinwellen gezeigt. Die beiden Fälle unterscheiden sich in der Orientierung der statischen Magnetisierung bezüglich des Wellenvektors k . In b. und d. sind die dynamischen Komponenten ausgewählter Momente abgebildet. Wird die Wellenlänge der Spinwelle für den Fall b. reduziert, ist die Ausrichtung der dynamischen Komponenten günstig. Auf Grund der Dipol-Dipol Wechselwirkung verringert sich die benötigte Energie für die Anregung. Im Gegensatz dazu ist im Fall d. mehr Energie nötig, wenn die Wellenlänge reduziert wird.

Die Abbildung 2.14 zeigt schematisch die Konfiguration der Momente für diese beiden Fälle. In Abb. 2.14 a. ist der Wellenvektor k parallel zum statischen Anteil der Magnetisierung M_s orientiert. Wohingegen für Abb. 2.14 c. gilt, dass der Wellenvektor senkrecht zur statischen Magnetisierung ausgerichtet ist. Ähnlich, wie auch schon zuvor, sollen die Kreise die dynamische Komponente der Magnetisierung symbolisieren. Der Wellencharakter dieser Anregungen ist deutlich erkennbar und entsprechend der Wellenmechanik bezeichnet man Fall a. als Transversalwelle bzw. c. als Longitudinalwelle.

Um den energetischen Unterschied der beiden Wellenarten deutlich zu machen, sind einige dynamische Komponenten mit Zahlen markiert worden. Die Ausrichtung der ausgewählten Komponenten zu einander ist in Abb. 2.14 b. und d. dargestellt. In den beiden Darstellungen sind die dynamischen Komponenten für zwei unterschiedliche Wellenlängen abgebildet.

Für die energetische Betrachtung sei im Weiteren nur das erzeugte Dipolfeld von Bedeutung. Wird im Fall b. die Wellenlänge reduziert, dann nähern sich antiparallel ausgerichtete Komponenten an. Schematisch ist dies für die mit 1 und 3 markierte Komponente gezeigt. Das heißt je geringer die Wellenlänge ist, desto weniger Energie wird für den Aufbau eines Dipolfeldes benötigt. Auch für die mit 2 und 4 markierte Komponente ist es energetisch günstiger, die Wellenlänge zu reduzieren. Dies führt dazu, dass sich die Dipolfeldenergie einer transversalen Spinwelle mit kleineren Wellenlängen verringert. Trägt man in einem Diagramm den Wellenvektor k über die Anregungsenergie $E \sim \omega$ lässt sich eine negative Steigung der Dispersionsrelation feststellen.

Es existiert jedoch eine Grenzwellenlänge. Diese wird jedoch nicht durch die Dipolwechselwirkung festgelegt, sondern ist durch die Austauschwechselwirkung bestimmt. Für die bisherige Betrachtung ist der Austausch ignoriert worden. Je geringer jedoch die Wellenlänge gewählt wird, umso größer ist der Einfluss der Austauschwechselwirkung, da nächste Nachbarn stärker gegeneinander verkippt sind. Somit findet man eine Wellenlänge unter deren Grenze der Gewinn durch die Dipolfeldenergie nicht mehr groß genug ist, um die Erhöhung der Austauschenergie zu kompensieren.

Wie im Fall d. an den Komponenten 2 und 4 zu sehen ist, führt eine Reduzierung der Wellenlänge dort ebenfalls zu einer Verringerung des Abstandes antiparallel orientierter Komponenten. Im Gegensatz zu b. ist jedoch die Konfiguration von 1 und 3 für die Dipolenergie ungünstig. Zwei gleiche magnetische Pole sind einander zugewandt. Nähern sich diese beide Pole an, dann resultiert dies in einer Erhöhung der Dipolfeldenergie. Das heißt für eine longitudinale Spinwelle erhöht sich die Dipolfeldenergie, wenn die Wellenlänge verringert wird. Dies führt zu einer positiven Steigung in der Dispersionsrelation.

Mit Hilfe von Abb. 2.14 konnte somit ein einfaches Bild entworfen werden, um den Energieunterschied der Spinwellenarten zu verdeutlichen und Rückschlüsse auf den Verlauf der Dispersionsrelation zu ziehen.

Dieses Verhalten lässt sich jedoch nicht nur bildlich beschreiben, sondern kann durch Lösen von Gleichung (2.49) auch mathematisch beschrieben werden. Die Berechnung

ist im Anhang Abschnitt 6.18 zu finden. Dort wird die Annahme $k \cdot D \ll 1$ gemacht, welche für die später behandelten Spinwellen akzeptabel ist, da hauptsächlich dünne Systeme (meistens $D = 20 \text{ nm}$) betrachtet werden und die Anregungen durch ein Mikrowellenfeld gewährleistet werden, welches große Wellenlängen zur Folge hat. Als Ergebnis erhält man für die Dispersionsrelation mit $\Theta = 90^\circ$.

$$\alpha = k$$

$$\omega = \sqrt{\gamma^2 \mu_0 B_0 \cdot H_0} \cdot \sqrt{1 + \frac{\mu_0 M_0^2 \cdot D \cdot k}{2 B_0 \cdot H_0}} \Rightarrow \omega \sim \sqrt{k} \quad (2.50)$$

Die Tatsache $\alpha = k$ bedeutet, dass die Präzessionsamplitude der Welle ausgehend von den Grenzflächen des Systems exponentiell absinkt, wobei die Stärke der Dämpfung wiederum von der Wellenlänge abhängt. Je nach Wellenlänge erscheint deshalb diese Art der Mode häufig lokalisiert an den Grenzflächen des Systems und wird daher in der Literatur zumeist als Oberflächenmoden¹ bezeichnet [Hur95, Dam61]. Im Weiteren Verlauf dieser Arbeit werden diese Anregungsmoden allerdings longitudinale Spinwellen genannt, da dies ihre physikalische Wellenform besser wiedergibt. Die Dispersionsrelation für longitudinale Spinwellen weist Ähnlichkeit zu der austauschgekoppelter Spinwellen auf. Auch diese Art der Spinwellen benötigen mehr Energie zur Anregung bei geringeren Wellenlängen, wie schon die Vorüberlegung über das Streufeld gezeigt hat.

Ein anderes Ergebnis folgt aus Gleichung (2.49) mit der Voraussetzung $\Theta = 0^\circ$.

$$\alpha = k \sqrt{\frac{\gamma^2 \mu_0^2 H_0^2 - \omega^2}{\gamma^2 \mu_0^2 H_0^2 + \gamma^2 \mu_0^2 M_0 \cdot H_0 - \omega^2}} \quad (2.51)$$

$$\omega = \gamma \sqrt{\mu_0 B_0 \cdot H_0} \cdot \sqrt{1 - \frac{\mu_0 M_0}{2 B_0} D \cdot k} \Rightarrow \omega \sim \sqrt{-k}$$

Den größten Wert, den die Frequenz annehmen kann ist $\omega = \gamma \sqrt{\mu_0 B_0 \cdot H_0}$ für $k = 0$. Eine imaginäre Frequenz ist nicht physikalisch, daher existiert auch mit $\omega = \gamma \mu_0 H_0$ eine untere Frequenzschranke (siehe Anhang Abschnitt 6.18). Die transversalen Spinwellen können also nur in einem festen Frequenzbereich $\gamma \mu_0 H_0 < \omega < \gamma \sqrt{\mu_0 B_0 \cdot H_0}$ angeregt werden. Durch einsetzen dieses Bereiches in die Gleichung für α ist ersichtlich, dass α eine imaginäre Größe ist. Wie schon zuvor gibt diese Information Aufschluss über die Verteilung der Spinwellen innerhalb eines Systems und führt in diesem Falle dazu, dass die Spinwelle zwar im gesamten Probenvolumen auftritt, allerdings die Präzessionsamplitude senkrecht zur Ebene, die durch k beschrieben wird, ebenfalls eine periodische Funktion ist. Deshalb wird diese Art der Spinwellen in der Regel als

¹Der wesentlich gebräuchlichere, englische Begriff lautet “magnetostatic surface mode”.

Volumenmode bzw. rückläufige Volumenmode² bezeichnet [Hil99]. Im Gegensatz zu den longitudinalen Spinwellen weist die Dispersionsrelation für transversale Wellen eine negative Steigung auf und somit ist deren Anregung kleiner werdenden Wellenlängen energetisch immer günstiger. Somit ist es möglich die beiden Arten von Spinanregungen durch eine Betrachtung der Anregungsenergie klar von einander zu unterscheiden.

Abschließend sei nochmals erwähnt, dass die gezeigten Dispersionen streng genommen nur für einen unendlich ausgedehnten Film gelten. Sind weitere Dimensionen eingeschränkt, indem man zu einem magnetischen Draht übergeht, führt dies durch weitere Randbedingungen zu einer Quantisierung der Wellenlänge bzw. des Wellenvektors [Dem01]. Die Wellenlänge der Anregung wird dabei durch die Geometrie des Systems vorgegeben.

$$\lambda = \frac{2w}{n} \quad (2.52)$$

w entspricht der Ausdehnung des Systems in Laufrichtung der Spinwelle und $n = 1, 2, 3, \dots$ ist eine Ordnungszahl. Diese Quantisierung der Spinanregung kann zum Beispiel in den Ergebnissen des Abschnittes 4.5.2 beobachtet werden. Zur Anregung werden in dieser Arbeit ausschließlich homogene Mikrowellenfelder genutzt (siehe Abschnitt 2.4), daher ist die Ordnungszahl auf ungerade Zahlen beschränkt. Spinwellen mit einer geraden Ordnungszahl besitzen keine effektives Drehmoment, dass durch das Hochfrequenzfeld angeregt werden kann.

2.8 Anisotroper Magnetowiderstand in Metallen

Der anisotrope Magnetowiderstand (AMR³) ist Voraussetzung für die Entstehung des Detektionssignales der im Weiteren (siehe Kapitel 4.5) vorgestellten FMR-Experimente. Diese wiederum bilden die Basis für die in dieser Arbeit durchgeführten Simulationen, die unter anderem mit den Ergebnissen der Experimente verglichen werden. Um eine bessere Interpretation der Messdaten zu ermöglichen, werden an dieser Stelle kurz die physikalischen Grundlagen des AMR-Effekts vorgestellt.

In ferromagnetischen 3d-Metallen wird ein Unterschied im elektrischen Widerstand festgestellt, je nachdem wie die magnetischen Momente gegenüber einem elektrischen Strom orientiert sind [Smi51]. Der Ursprung dieses Unterschiedes beruht dabei auf der Spin-Bahn-Kopplung (siehe Abschnitt 2.2). Der gemessene spezifische Widerstand eines Ferromagneten bei dem Strom und Momente senkrecht ρ_{\perp} zueinander ausgerichtet sind ist höher, als der gemessene Widerstand bei paralleler ρ_{\parallel} Konfiguration. Eine exakte Herleitung ist in der Literatur unter [McG75] zu finden. Der wesentliche Punkt dort ist, dass im Zwei-Band-Modell hauptsächlich 4s-Elektronen in 3d-Metallen zum Strom

²In diesem Fall findet ebenfalls der englische Begriff “magnetostatic backward volume mode” häufiger Verwendung.

³Englisch: Anisotropic magneto-resistance

beitragen und der elektrische Widerstand durch die Streuung in unbesetzte d-Zustände (sd-Streuung) bestimmt wird [Mot36]. Durch die Spin-Bahn-Kopplung unterscheiden sich die Streuwahrscheinlichkeiten der s-Elektronen, je nach relativer Orientierung der Magnetisierung zur Stromflussrichtung. Ohne Spin-Bahn-Kopplung würde in einem Kristall mit kubischer Symmetrie kein anisotroper Magnetowiderstand existieren. Es gilt für den spezifischen elektrischen Widerstand folgender Zusammenhang [McG75].

$$\rho(\alpha) = \rho_{\perp} + \Delta\rho \cdot \cos^2(\alpha) \quad (2.53)$$

Dabei ist α der Winkel zwischen der Flussrichtung und Magnetisierung. $\Delta\rho$ ist die Differenz der spezifischen Widerstände zwischen paralleler und senkrechter Orientierung. Die Größe des AMR-Effektes ist von einigen Materialparametern abhängig wie zum Beispiel Schichtdicke und Zusammensetzung. Für Permalloysysteme, die ausschließlich untersucht worden sind, liegt der Effekt in der Größenordnung von $\approx 1\%$ bei Zimmertemperatur [Mit64]. Auf Grund von Veränderungen der Besetzungszustände bei Variation der Temperatur im Zwei-Band-Modell, ist die Differenz ebenfalls temperaturabhängig. Die folgende Abbildung zeigt eine sehr einfache klassische Erklärung, die jedoch nicht der oben genannte Literatur entspricht, den Vorgang aber veranschaulicht.

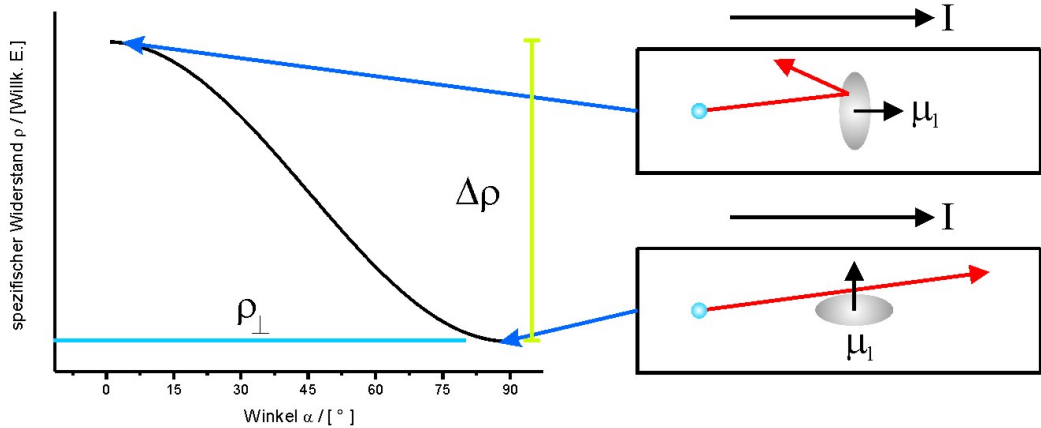


Abbildung 2.15: Das Diagramm zeigt den Verlauf des spezifischen Widerstandes bezüglich des Winkels α zwischen Magnetisierung und Stromrichtung. Die beiden Bilder zeigen die Konfigurationen ρ_{\parallel} und ρ_{\perp} , wobei die grauen Kreise die Elektronenorbitale darstellen sollen.

Für den Fall das Stromrichtung und Magnetisierung in die gleiche Richtung zeigen, ist der Streuquerschnitt und damit auch die Streuwahrscheinlichkeit der Elektronen an einem Orbital mit dem Bahndrehimpuls μ_l größer als für den Fall das Strom und Magnetisierung senkrecht zueinander orientiert sind, da sich für diese Konfiguration

das Orbital von μ_l in der Ebene der Flussrichtung der Elektronen befindet.

2.9 Röntgenabsorptionsspektroskopie

Im Rahmen dieser Arbeit sind einige Messungen an Synchrotron Strahlungsquellen durchgeführt worden. Um ein besseres Verständnis für die Auswertung der gesammelten Daten zu gewährleisten, wird in diesem Abschnitt eine Einführung in die Röntgenabsorptionsspektroskopie (XAS⁴) gegeben. Mittels der vorgestellten Messmethode können Aussagen über strukturelle und magnetische Eigenschaften eines Probensystems gemacht werden. Dabei ist XAS im Gegensatz zur FMR keine integrale Messmethode, sondern es lassen sich elementspezifische Analysen vornehmen. Besonders bei sehr komplexen Systemen kann dies helfen, die Ursache verschiedenster physikalischer Größen zu identifizieren (wie zum Beispiel atomare magnetische Momente, Kristallgitterparameter, Oxidationszustände, ...). Das in dieser Arbeit hauptsächlich angewandte Messprinzip ist der Röntgen Lineardichroismus (XLD⁵), mit welchem sich im Weiteren beschäftigt werden soll. In der Literatur [Stö92, Stö06] lassen sich dazu ausführliche Beschreibungen finden.

2.9.1 Röntgen Lineardichroismus (XLD)

Um den Effekte des Lineardichroismus zu untersuchen, wird linear polarisiertes Röntgenlicht benötigt, dessen Polarisationsrichtung (die Richtung des elektrischen Feldes \underline{E} des Röntgenstrahls) variabel sein muss. Bzw. es könnte auch die Polarisationsrichtung erhalten bleiben und die zu analysierende Probe gedreht werden. Experimentell ist es allerdings viel einfacher die Polarisationsachse um 90° zu drehen.

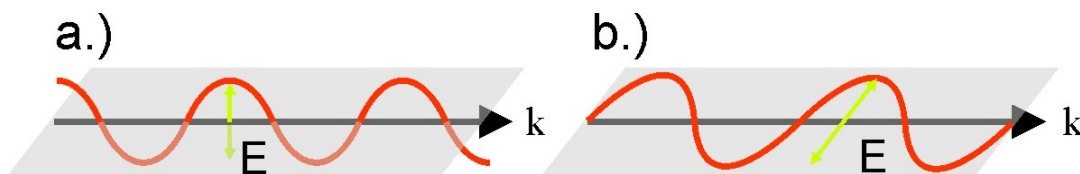


Abbildung 2.16: Schematische Darstellung von zwei Polarisationen, die 90° zueinander gedreht sind. Die Drehung findet nur in der Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung \underline{k} der Welle statt.

Die Drehung findet dabei in der Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Röntgenlichtes statt, wobei die beiden Konfigurationen der Polarisation in der Regel als

⁴Englisch: X-ray absorption spectroscopy

⁵Englisch: X-ray linear dichroism

horizontal bzw. vertikal bezeichnet werden. Als Lineardichroismus wird das unterschiedliche Absorptionsverhalten dieser beiden Polarisierungen bezüglich eines Probensystems beschrieben. Dabei lassen sich zwei Ursachen für diesen Unterschied feststellen, die allerdings auch zusammen in einem Probensystem auftreten können. Zum einen kann eine vorhandene Magnetisierung die Absorption beeinflussen und zum anderen haben Anisotropien in der elektrischen Raumladungsverteilung einen großen Einfluss. Beide Effekte sind in den untersuchten Proben vorhanden, daher folgt zum jeweiligen Dichroismus eine kurze Einführung.

2.9.1.1 Natürlicher Röntgen Lineardichroismus

Damit die Betrachtung des natürlichen linear Dichroismus (XNLD) vereinfacht wird, sei ein Beispielsystem vorausgesetzt, in dem keine Magnetisierung existiert. So kann ausgeschlossen werden, dass zusätzliche Beiträge des magnetischen Lineardichroismus vorhanden sind. Wird zunächst einmal ganz allgemein der Effekt der Absorption von Röntgenstrahlung (diese sei unpolarisiert) in Materie betrachtet, dann kann immer dann eine verstärkte Absorption der Strahlung auftreten, wenn die Energie der Röntgenstrahlung genau einem elektronischen Übergang entspricht [Hak02]. Dabei wird ein Elektron von einem kernnahen Orbital in ein energetisch höher liegendes Orbital angeregt. Die Übergangswahrscheinlichkeit ist zum einen abhängig von der Besetzung des Ausgangsorbitales, als auch von den freien Zuständen des Zielorbitales. Mathematisch lässt sich das durch die bekannte “Fermis-Goldene-Regel” beschreiben [Dir27, Dem04]. Geht man davon aus, dass z.B. keine freien Zustände mehr im Zielorbital vorhanden sind, dann ist kein Übergang möglich und folglich beeinflusst diese nicht die Röntgenabsorption.

Wird ein solches Absorptionsexperiment mit linear polarisiertem Röntgenlicht durchgeführt, ist für den Grad der Absorption nicht nur die gesamte Anzahl der freien Zustände im Zielorbital von Bedeutung, sondern auch in welche Richtung der elektrischen Feldstärkevektor \underline{E} der Strahlung bezüglich der Orbitalachsen gerichtet ist.

An einem einfachen Beispiel soll dies verdeutlicht werden. Angenommen es findet eine Anregung mit linear polarisierter Röntgenstrahlung aus dem $1s$ Zustand statt. Die s Orbitale bieten den Vorteil, dass die Form des Orbitales eine räumliche Kugelsymmetrie aufweist. Damit existiert für diese Art von Orbital keine räumliche Richtung, die sich gegenüber einer anderen auszeichnet. Es ist also unerheblich in welche Richtung \underline{E} orientiert ist, alle Richtungen sind äquivalent. Dies ändert sich, falls ein Elektron zu einem Übergang in ein $2p$ Orbital angeregt wird. Die Form der p Orbitale lässt sich am besten als eine “Hantelform” beschreiben und damit sind die einzelnen Orbitale nicht mehr räumlich isotrop.

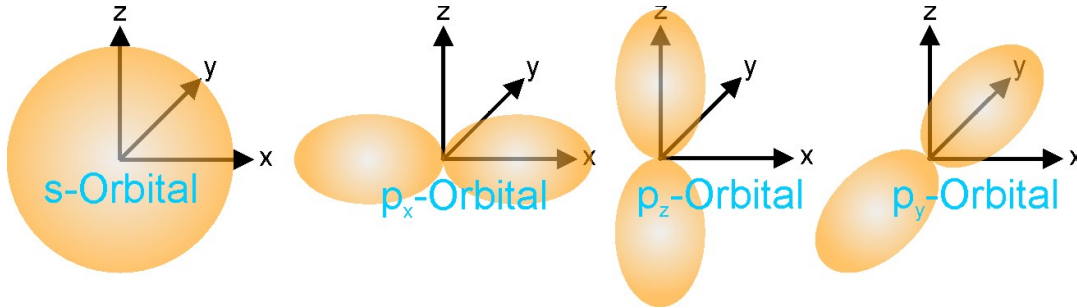


Abbildung 2.17: Schematische Darstellungen der Ladungsdichte (Aufenthaltswahrscheinlichkeit) eines s Orbitales bzw. der drei räumlich anisotropen p Orbitale.

Für diese Orbitale ist nicht immer möglich einen elektronischen Übergang mittels linear polarisierter Röntgenstrahlung zu bewirken. Ein Übergang und somit eine Absorption tritt nur ein, wenn das entsprechende Orbital eine Ladungsdichte in Richtung von \underline{E} aufweist. Sei z.B. vorausgesetzt, dass $\underline{E} \parallel z$ dann gibt es keinen Übergang in p_x und p_y , sondern mit dieser Polarisation ist es nur möglich eine Anregung in das p_z Orbital durchzuführen.

Für ein ungestörtes Atom sind alle drei p Orbitale energetisch entartet, so dass die in diesem Orbital vorhandenen Elektronen gleich verteilt in allen Orbitalen sind. Damit existieren im p_z Orbital genauso viele freie Zustände wie in p_x bzw. p_y . Werden die Ladungsdichten aller drei p Orbitale aufaddiert, findet sich genauso wie für s Orbitale eine Kugelsymmetrie. Das heißt in diesem Fall ist die Absorption nicht von der Richtung \underline{E} abhängig. Bringt man jedoch eine Störung in Form einer Verzerrung in das System, dann hebt sich die energetische Entartung der Orbitale auf. Angenommen p_z ist energetisch günstiger als die beiden anderen Orbitale, dann befinden sich in diesem Orbital weniger freie Zustände. Eine direkte Folge davon ist, dass sich eine geringere Absorption eines Röntgenstrahls mit der Polarisation $\underline{E} \parallel z$ beobachten lässt. Wohingegen die Polarisationen mit $\underline{E} \parallel x$ oder $\underline{E} \parallel y$ ein erhöhtes Absorptionsvermögen zeigen. Anhand dieses unterschiedlichen Absorptionsvermögens lässt sich die Größe des dichroischen Signals bestimmen. Dabei werden die Intensitäten zweier 90° zueinander ausgerichteter Polarisationen verwendet.

$$I_{XLD} = I_{hor} - I_{ver} \quad (2.54)$$

Somit ist es möglich mittels des XNLD Rückschlüsse auf die elektronische Struktur einer Atomsorte in einem Gitter zu ziehen und so eventuell auftretende Gitterverzerrungen zu bestimmen.

2.9.1.2 Magnetischer Röntgen Lineardichroismus

Um ausschließlich den Einfluss des magnetischen linear Dichroismus (XMLD) zu betrachten, wird ein System mit einer kubischen Symmetrie angenommen. Für solch ein System ist kein Signal, auf Grund des XNLD zu erwarten. Des Weiteren besitze dieses System eine Magnetisierung \underline{M} , welche in eine Vorzugsrichtung orientiert sein soll. Durch die Spin-Bahn-Kopplung nimmt die Ausrichtung der Magnetisierung durchaus auch einen Einfluss auf die Ladungsverteilung in den Orbitalen. Das heißt es ist ein Unterschied im Absorptionsverhalten linear polarisierter Röntgenstrahlung zu erwarten, je nachdem ob $\underline{E} \parallel \underline{M}$ oder $\underline{E} \perp \underline{M}$ ausgerichtet ist.

Bei der Untersuchung magnetischer Materialien liegt daher in der Regel eine Kombination von XMLD und XNLD vor, was eine Analyse dieser Art von Messungen durchaus erschwert. Aus diesem Grunde werden im Rahmen der vorliegenden Arbeit im wesentlichen XNLD-Signale von nicht magnetische Stoffe analysiert (siehe Abschnitt 4.2.2).

3 Herstellungsprozesse und Wachstumsverhalten

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei verschiedene Probensysteme untersucht: mikrostrukturierte Permalloy (*Py*) Drähte und Bariumtitanat-Kobaltferrit (*BTO – CFO*) Nanokomposite. Zunächst wird auf den Herstellungsprozess bzw. den Probenaufbau der Permalloy-Mikrodrähte eingegangen, welche Basis für die meisten in dieser Arbeit gezeigten Simulationen sind. Im Anschluss wird der Prozess der gepulsten Laserdeposition und der dazugehörige Aufbau beschrieben. Danach werden die Präparationsparameter beschrieben, die für die Herstellung von Nanokompositproben verwendet worden sind. Abschließend behandelt dieses Kapitel die strukturellen Eigenschaften, der im Nanokomposit enthaltenen Phasen und geht auf den Wachstumsprozess dieser Art von Nanokomposit ein.

3.1 Mikrostrukturierter Permalloy-Draht

Ein wesentlicher Teil dieser Arbeit beschäftigt sich mit der Beschreibung der Magnetisierungsdynamik in einem Permalloy-Draht. Dabei wird als Permalloy eine Legierung aus Eisen und Nickel bezeichnet, die idealerweise eine Zusammensetzung von $Fe_{20}Ni_{80}$ aufweist. In Kapitel 4.3 ist eine ausführliche Diskussion verschiedenster Anregungsmoden der Magnetisierung eines Permalloydrahtes zu finden. Die dort vorgestellten Ergebnisse basieren auf mikromagnetischen Kalkulationen, wobei als Grundlage für die durchgeführten Rechnungen ein real existierendes System gewählt worden ist. Dies ermöglicht in Abschnitt 4.5.2.4 und Abschnitt 4.5.3.4 einen direkten Vergleich zwischen Simulationsergebnisse und experimentellen Daten.

Das Permalloy Probensystem ist im Rahmen einer weiteren Doktorarbeit in der Arbeitsgruppe Farle entstanden und wurden mittels Elektronenstrahlolithographie (EBL) hergestellt. Für eine ausführliche Beschreibung des Herstellungsprozesses sei auf die Doktorarbeit von Nathalie Reckers verwiesen [Rec13]. Bei den Proben handelt sich ausschließlich um polykristalline Py-Systeme, die auf undotierten Galliumarsenid (*GaAs*) Substraten gewachsen worden sind.

Dieser Abschnitt beschäftigt sich mit dem Aufbau dieser Probensysteme, um die Interpretationen der durchgeführten Messungen verständlich zu machen. Als Mess- bzw. Detektionsprinzip für die Magnetisierungsdynamik wurde die ferromagnetischen

Resonanz gewählt, wobei die Detektionsmethode zur Charakterisierung einzelner Mikrostrukturen sich von der klassischen Detektion unterscheidet.

Im Folgenden wird die gewählte Detektionsmethode weiter erläutert. Dazu ist in Abb. 3.1 eine SEM (Sekundär Elektronen Mikroskop) Aufnahme eines Permalloy-Drahtes gezeigt. Die Abbildung zeigt den Aufbau eines Probensystems dieser Art, wobei zusätzlich schematisch die magnetischen Feldlinien eines Hochfrequenzfeldes $b(t)$ eingezeichnet worden sind.

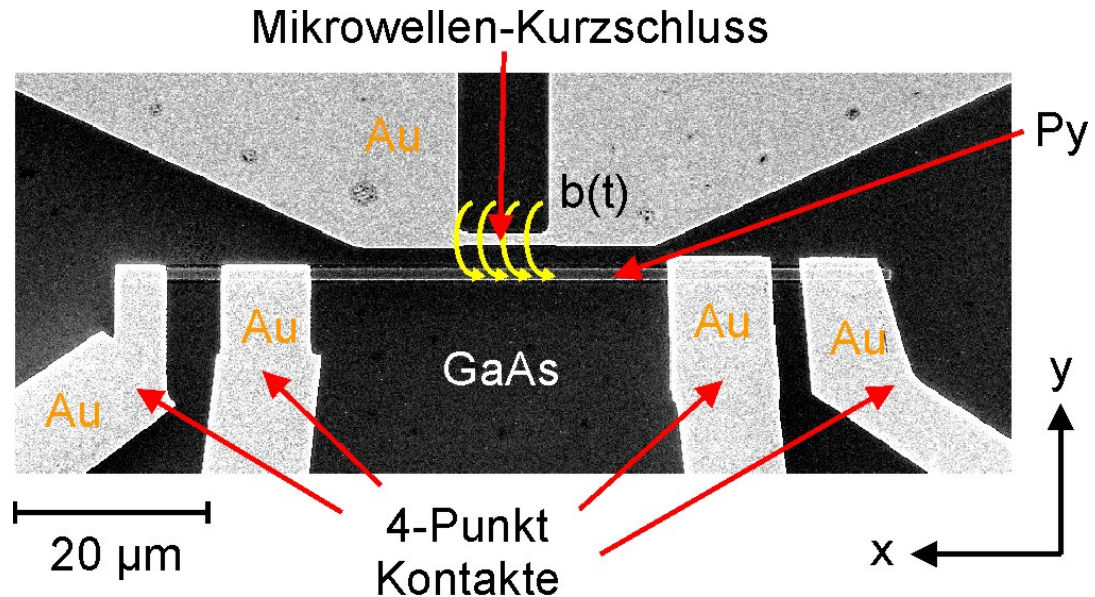


Abbildung 3.1: SEM Aufnahme eines kontaktierten Permalloy-Streifens (dunkelgrau) auf einem GaAs Substrat (schwarz). Die Anregung des Streifens erfolgt über einen Mikrowellen-Kurzschluss, der ein hochfrequentes Magnetfeld $b(t)$ erzeugt, dessen Orientierung senkrecht zur Substratoberfläche ausgerichtet ist (schematisch durch die gelben Pfeile gekennzeichnet). Als Detektionsmethode wird der AMR Effekt genutzt, weshalb der Streifen durch eine 4-Punkt Messgeometrie elektrisch verbunden ist. Als Material für die Kontakte/Kurzschluss wurde Gold verwendet.

Das Hochfrequenzfeld wird für die Anregung der Magnetisierung in einem Experiment der ferromagnetischen Resonanz benötigt. Erzeugt wird dieses Feld mit Hilfe eines Mikrowellen-Kurzschlusses. An der Stelle des Kurzschlusses wird durch die Oszillation des elektrischen Feldes einer angelegten Mikrowelle, die Flussrichtung der Elektronen im Kurzschluss ständig verändert. So baut sich ein entsprechend zeitlich variables Magnetfeld $b(t)$ um den Kurzschluss auf, dessen Orientierung senkrecht zur GaAs-Oberfläche ausgerichtet ist. Die Anregung benötigt, im Gegensatz zu etablierten FMR-Experimenten, keine Resonatortechnik. Daher ist es möglich Mikrowellenfrequenzen in einem Frequenzbereich von 1 – 18 GHz in den Kurzschluss einzukoppeln,

wodurch FMR-Dispersionsrelationen (Verhalten des Resonanzfeldes bei unterschiedlichen Frequenzen) der Probe bestimmt werden können. Mit Hilfe dieser Dispersionsrelationen lassen sich Aussagen über den Charakter, Ursprung und das Verhalten unterschiedlichster Anregungsmoden machen. Die Detektion der Anregung erfolgt über den AMR-Effekt (siehe Abschnitt 2.8), bei dem sich eine Änderung des elektrischen Widerstandes im Streifen auf Grund der Präzession der Magnetisierung detektiert lässt. Mittels dieser Detektionsmethode erhält man ausschließlich Informationen über diese eine ausgezeichnete Struktur. Wohingegen die meisten anderen Detektionsmethoden, auf Grund von Limitierungen in der Detektionsempfindlichkeiten, nur Aussagen über ein ganzes Ensemble von identisch hergestellten Strukturen machen können. Besteht ein Probensystem aus einer Vielzahl von Strukturen können zwischen diesen, im Zuge des Herstellungsprozesses, Unterschiede auftreten. Diese Unterschiede führen dazu, dass gewisse Anregungsmoden der einzelnen Strukturen sich nicht überlagern und deshalb auch nicht die Detektionsschwelle erreichen, oder sich gar gegenseitig auslöschen. Besonders im Bezug auf die später diskutierten lokalisierten Anregungsmoden (siehe Abschnitt 4.57) ist das von Bedeutung. Diese Moden sind sehr empfindlich auf strukturelle Unterschiede.

Um eine möglichst hohe Sensitivität der elektrischen Detektion zu gewährleisten, werden die Messungen in einer Vierpunktgeometrie durchgeführt. Dazu wurden nach Herstellung der magnetischen Mikrostruktur in einem zweiten EBL-Verfahren Goldkontakte hergestellt. Eine Oxidation der Grenzfläche zwischen den Kontakten und dem Draht wird verhindert, indem alle Drähte mit einer 2 nm dicken Platinschicht abgedeckt sind. Sowohl der Kurzschluss, als auch die Kontakte bestehen aus Gold. Die Dimensionen des in Abb. 3.1 gezeigten Streifens sind: Länge 80 μm , Breite 1 μm , Höhe 22 nm (20 nm Py + 2 nm Pt).

3.2 Gepulste Laserdeposition

In Kapitel 4.1 wird eine ausführliche Charakterisierung von multiferroischen Bariumtitanat-Kobaltferrit ($\text{BaTiO}_3 - \text{CoFe}_2\text{O}_4$ kurz: *BTO - CFO*) Nanokompositen beschrieben, welche mittels gepulster Laserdeposition (PLD¹) hergestellt worden sind. Daher geht dieser Abschnitt auf die verwendete Präparationskammer und auf den Herstellungsprozess dieser Proben ein. Eine ausführliche Beschreibung der Laserdepositionstechnik ist in der Literatur zu finden [She04, Kre03, Li06]. An dieser Stelle soll nur eine kurze Einführung in diese Technik gegeben werden. Zunächst trifft ein fokussierter Laserstrahl auf die Oberfläche des Verdampfungsmaterials², wobei der größte Teil der Laserenergie absorbiert wird und daraus resultierend Material thermisch verdampft wird. Dieses Material bildet ein quasi-zweidimensionales Plasma, welches durch den noch einfallen-

¹Englisch: pulsed laser deposition

²Meistens wird das englische Wort "Target" verwendet.

den Laserpuls weiter erhitzt und ionisiert wird. Bedingt durch Stossprozesse entsteht eine Plasmakeule, die eine Orientierung senkrecht zur Oberfläche aufweist. Da die Elektronen in dem Plasma eine geringere Masse besitzen und dadurch schneller sind als die Ionen, entsteht eine Raumladungszone. Durch diese Raumladungszone können wiederum die zurückbleibenden Ionen auf Energien von $\sim 100\text{ eV}$ beschleunigt werden. Durch die Expansion des Plasmas nimmt der Ionisationsgrad durch Rekombination ab und die Temperatur fällt rapide. Erreicht das Material ein in den Flugweg eingebrachtes Substrat, so schlägt es sich dort nieder. Dieser Aufwuchsprozess hängt von vielen Parametern ab, wie zum Beispiel der Substrattemperatur, der Substratoberfläche und dem Abstand zum Verdampfungsmaterial. Voraussetzung für einen erfolgreichen Herstellungsprozess sind weiterhin, eine ausreichend hohe Energiedichte des Lasers und eine hinreichend lange Pulslänge. Die einzustellenden Parameter unterscheiden sich je nach Verdampfungsmaterial und sind daher experimentell zu bestimmende Werte. Die Herstellung einer Probe mittels des PLD-Verfahrens bietet zwei Vorteile, zum einen ist es möglich auch elektrische Isolatoren zu verdampfen und zum anderen bleibt die Stöchiometrie des Targets auch auf dem Substrat erhalten. Diese beiden Punkte sind entscheidend für die Wahl der PLD als Herstellungstechnik für die *BTO – CFO* Nanokomposite, wobei aus der Literatur Hinweise auf die Größenordnungen der Herstellungsparameter entnommen werden können [Zhe04c, Bar07]. Abb. 3.2 zeigt den Aufbau der verwendeten PLD-Kammer.

Die Kammer besteht aus Edelstahl, wobei sie mit einem Flanschesystem ausgerüstet ist. An zwei von diesen Flanschen befindet sich jeweils ein Vakuumfenster. Diese dienen zum einen der Beobachtung und Kontrolle des PLD-Prozesses und zum anderen ermöglichen sie der Laserstrahlung in die Kammer zu gelangen. Daher ist darauf zu achten, dass die Fenster für die Wellenlänge des verwendeten Lasers durchlässig sind. Innerhalb der Kammer kann durch die angeschlossene Drehschieberpumpe ein Basisdruck von $\approx 3 \cdot 10^{-3}\text{ mbar}$ erreicht werden. Ein Ölfiter an der Pumpe gewährleistet, dass es zu keiner Kontamination der Kammer auf Grund des Pumpvorganges kommt. Da die Kammer zur Herstellung oxidischer Materialien verwendet wurde, lässt sich mittels eines Feindossierventils und einer angeschlossenen Sauerstoff-Gasflasche eine Sauerstoffatmosphäre erzeugen. Als Probensubstrat für die Schichtsysteme ist kommerziell erhältliches Strontiumtitanat SrTiO_3 (kurz: *STO*) mit einer polierten (001) Oberfläche (hellgrün) verwendet worden. Durch eine Maske fixiert, befindet sich das Substrat auf dem Probenhalter in der Kammer (siehe Abb. 3.3 a.). Mittels einer resistiven Heizung besteht die Möglichkeit das Substrat bis auf eine Temperatur von 1000°C zu heizen, wobei diese durch ein Thermoelement bestimmt werden kann. Auf Grund von mechanischen Einschränkungen, die während eines Herstellungsprozesses auftreten, befindet sich allerdings das Thermoelement nicht direkt am Ort des Substrates. Damit ist eine exakte Bestimmung der Substrattemperatur unmöglich. Um ein Maß für die Temperaturungenauigkeit zu bestimmen, ist ein zusätzliches Experiment durchgeführt worden.

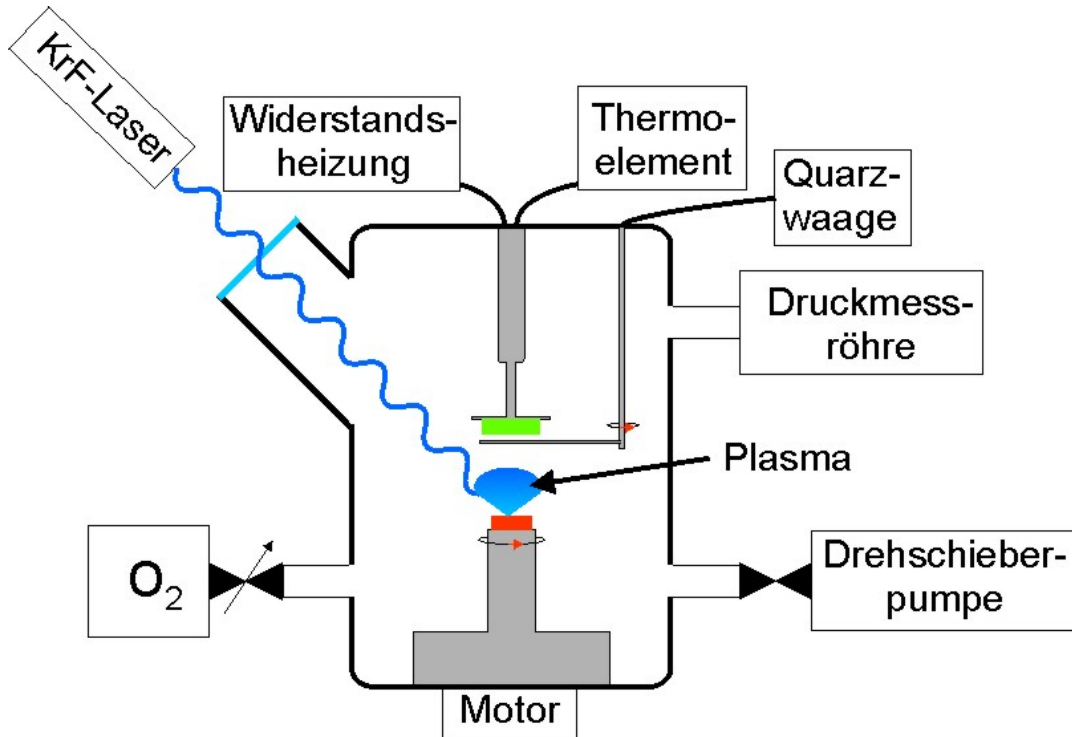


Abbildung 3.2: Schematischer Aufbau der PLD-Kammer. Das Verdampfungsmaterial (rot) befindet sich, durch einen Motor angetrieben, in ständiger Rotation. Wird dessen Oberfläche mit einem Laser beschossen, bildet sich eine Plasmakeule. Mittels einer Quarzwaage, die gleichzeitig als Verschlussblende dient, lässt sich die Aufdampfrate bestimmen. Das Substrat (grün) kann beheizt und dessen Temperatur abgelesen werden.

Dabei wurde direkt auf der Oberfläche des Substrates ein weiteres Thermoelement angebracht. Danach ist die Heizung auf verschiedene Temperaturen eingestellt worden und nach der Regulationsphase wurden beide Temperaturanzeigen verglichen. Dadurch konnte eine Abweichung der gemessenen Temperaturen von $\approx 8\%$ festgestellt werden, wobei das fest eingebaute Thermoelement immer die niedrigere Temperatur angezeigt hat. Die im weiteren Verlauf genannten Temperaturen zur Probenherstellung sind immer mit dem Faktor 1.08 multipliziert worden, um die "wahre" Substrattemperatur zu ermitteln. Eine computergesteuerte PID-Reglung sorgt für eine konstante Temperatur ($\pm 0.2^\circ\text{C}$) während der Probenherstellung. Um die Aufdampfrate zu bestimmen, besteht die Möglichkeit das Substrat durch ein Blech³ zu verdecken, auf dessen vom Substrat abgewandten Seite eine Quarzwaage montiert ist. Eine Änderung in der Eigenschwingungsfrequenz des Quarzes ist proportional zu einer Massenzunahme auf dem

³Dieses Blech wird in der Regel mit dem englischen Begriff "shutter" bezeichnet.

Quarzkristall bzw. kann durch die Frequenzänderung in einem festgelegten Zeitintervall eine Aufdampfrate bestimmt werden.

Das Target (rotes Rechteck in Abb. 3.2), welches aus einem Stoffgemisch von 65 % $BaTiO_3$ und 35 % $CoFe_2O_4$ besteht, ist auf einem drehbarem Karussell befestigt. Die Abb. 3.3 b. zeigt dazu eine Schemaskizze und ein Foto des realen Aufbaus. Die Oberfläche des Targets wird mit einem gepulsten Laserstrahl beschossen, wozu ein KrF-Laser (Lambda Physik COMPexPro 102) mit einer Wellenlänge von $\lambda = 248\text{ nm}$ verwendet wurde. Um ein überhitzen des Targets durch den stetigen Laserbeschuss zu vermeiden, ist eine Wasserkühlung in dem Targetkarussell integriert. Durch einen Elektromotor angetrieben, befindet sich das Target in einer ständigen Rotation um seine eigene Achse (in der Abbildung mit 1 markiert). Diese Rotation verhindert, dass nur eine Stelle der Oberfläche durch den Laser abgetragen wird. Damit soll gewährleistet werden, dass der Aufdampfprozess homogen bezüglich Aufdampfrate und Stoffmischungsverhältnis verläuft. Das Foto in Abb 3.3 b. zeigt das Karussell mit zwei eingebauten Targetmaterialien ($BTO - CFO$ und $SrRuO_3$). Es kann zwischen diesen beiden Materialien in einem Aufdampfprozess gewechselt werden, indem das gesamte Karussell gedreht wird.

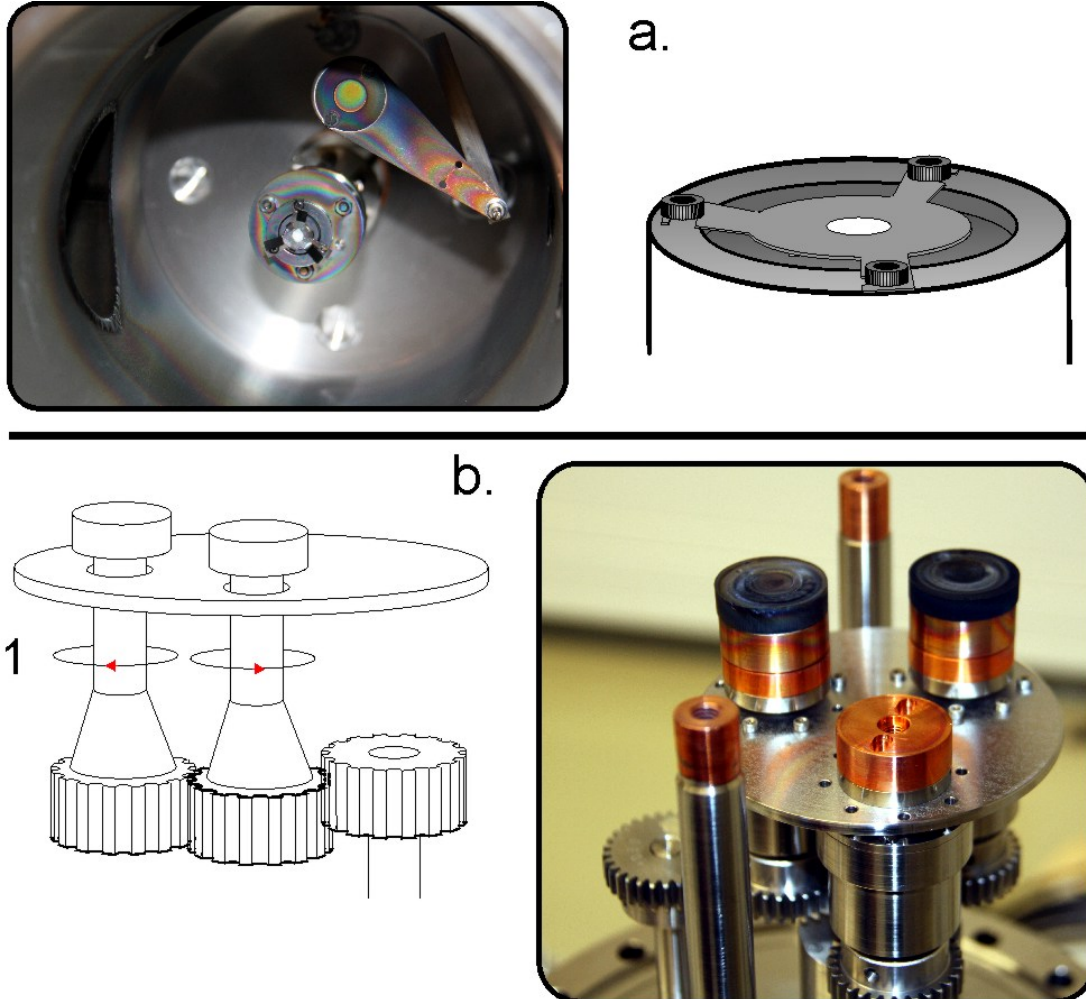


Abbildung 3.3: a. Blick in die PLD-Kammer mit Frontansicht auf den Probenhalter. Im oberen Bereich des Bildes ist der shutter mit der Quarzwaage zu erkennen. Es ist ein SrTiO_3 -Substrat eingebaut (weißer Kreis), welches durch eine Maske fixiert wird. Die Zeichnung stellt dies genauer dar. In b. ist das ausgebaute Targetkarussell zu sehen. Eine abgestimmte Mechanik sorgt dafür, dass die kontinuierlich um ihre eigene Achse rotieren, des Weiteren besteht die Möglichkeit das gesamte Karussell zu drehen. Es sind zwei Targets eingebaut, wobei das eine ein Komposit aus BTO – CFO (links) ist und das andere aus Strontium Ruthenat SrRuO_3 (rechts) besteht.

3.2.1 Aufdampfratenbestimmung eines $BaTiO_3$ - $CoFe_2O_4$ Targets

Da beide Materialien schon vor Übergabe der PLD-Kammer verwendet worden sind, wurde zunächst eine Bestimmung der Aufdampfrate durchgeführt. Dazu ist der Laser auf eine Wiederholungsrate von 10 Hz bei einer Energie von 200 mJ bzw. 400 mJ eingestellt worden. Die vom Laser bestrahlte Fläche wurde mit Hilfe eines Thermo-papiers auf 0.12 cm^2 am Ort des $BTO - CFO$ Targets fokussiert, welches mit einer Rotationsfrequenz von 0.1 Hz um seine eigene Achse rotiert.

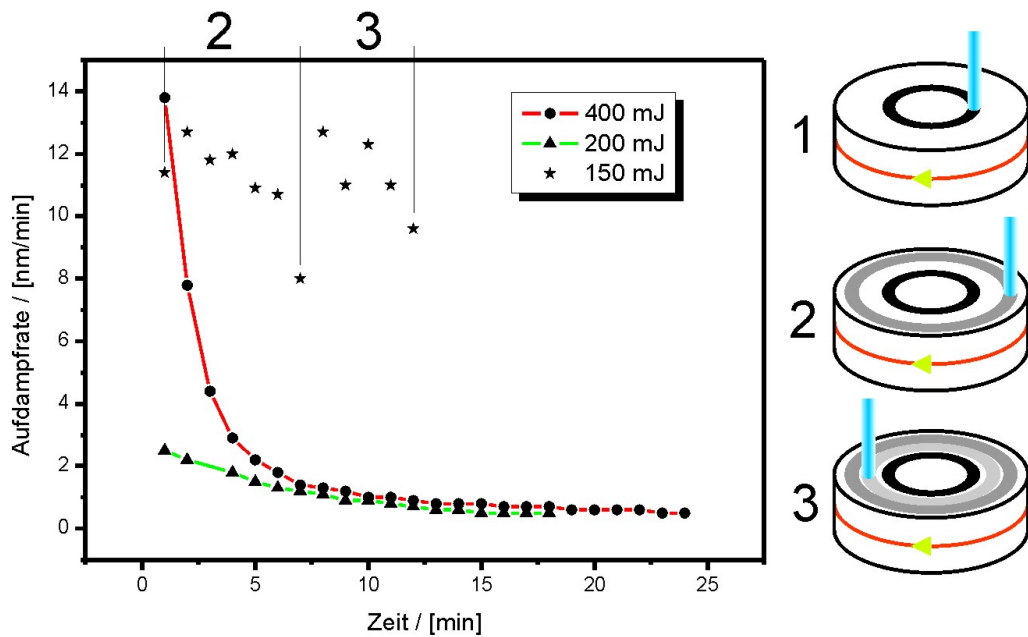


Abbildung 3.4: Die Aufdampfraten des $BTO - CFO$ Targets für verschiedene Laserenergien. Für die Energien von 400 mJ und 200 mJ rotiert das Target ausschließlich nur um seine eigene Achse, wie es auf der rechten Seite mit 1 dargestellt ist. Der Laser trifft ausschließlich auf den in schwarz markierten Ring, an dessen Stelle sich auf dem realen Target ein Graben auf der Oberfläche befindet. Wohingegen bei der Energie von 150 mJ eine zusätzliche Rotation des gesamtem Karussells vorgenommen worden ist und somit der Laser zum größten Teil auf völlig neue Gebiete des Target trifft (durch die grauen Ringe in 2 und 3 dargestellt).

Beide Energien zeigen ein deutliches Absinken der Aufdampfrate, so dass nach einer Zeit von 8 Minuten lediglich noch eine Rate von $\approx 1\text{ nm/min}$ festgestellt werden kann. Als Ursache für diesen Effekt kommen die, schon vorhandenen, Rinnen in den

Oberflächen der Target-Materialien in Betracht. Diese Rinnen sind deutlich in Abb. 3.3 b. sichtbar.

Sie sind vermutlich dadurch entstanden, dass vor Übernahme der Kammer, die Targets immer auf eine festgelegte Position gedreht worden sind. Durch die kontinuierliche Eigendrehung der Targets sind immer die gleichen Bereiche mit dem Laser beleuchtet worden, so dass ausschließlich dort Material abgetragen worden ist.

Die anfänglich höhere Rate lässt sich damit erklären, dass zunächst Partikel verdampft wurden, die sich auf der Oberfläche niedergelassen haben. Nachdem diese vollständig verschwunden sind, verlässt kaum noch Material den Graben und die Aufdampfrate sinkt auf einen minimalen Wert $\approx 0.5 \text{ nm/min}$ ab. Um dies zu überprüfen wurde das gesamte Karussell manuell um 5° gegenüber der festgelegten Position verdreht und somit die nominelle Position für das *BTO – CFO* Target absichtlich verlassen. Dabei ist der Winkel so gewählt worden, dass der Laser zwar immernoch die Oberfläche des Targets trifft, aber einen vollkommen unberührten Bereich beleuchtet. Das Ergebnis ist in Abb. 3.4 durch die Sterne markiert. Trotz geringerer Laserenergie ist eine viel höhere Rate zu erreichen, die auch über einen längeren Zeitraum gegenüber den vorherigen Messungen als stabil bezeichnet werden kann. Es ist auch hier ein Abnutzungseffekt zu erkennen. So ist zum Beispiel die Aufdampfrate nach 7 Minuten auf 8 nm/min zurückgegangen. Allerdings konnte diese wieder auf den ursprünglichen Wert erhöht werden, indem das Karussell um -3° zur ursprünglichen Position verdreht worden ist.

Dies zeigt eindeutig, dass bei zuvor hergestellten Proben eine falsche Annahme für die Aufdampfrate zugrunde gelegt wurde und folglich deren Schichtdicke bzw. Probenstruktur unbekannt sind. Um dieses Defizit zu vermeiden und eine bessere Kontrolle über die Aufdampfrate zu erlangen, ist während der Herstellung weiterer Proben zusätzlich zum Target auch das Karussell in eine Rotation versetzt worden.

3.2.2 Präparationsparameter zur Herstellung eines *BaTiO₃ - CoFe₂O₄* Nanokomposites

Es wurde eine Reihe von Nanokompositproben hergestellt, um die Parameter der PLD-Kammer zu optimieren und somit die Qualität der Proben zu verbessern. Als Grundlage zur Bestimmung dieser Parameter haben veröffentlichte Werte aus anderen Arbeitsgruppen gedient [Zhe04a, Bar07]. Da die verschiedenen PLD-Kammern allerdings unterschiedliche Eigenschaften haben, sind Parameter wie zum Beispiel Aufdampfrate, Substrattemperatur, Energiedichte oder Schichtdicke in Grenzen variiert worden.

Die Probe, die im Wesentlichen in der Auswertung dieser Arbeit behandelt wird, ist unter den folgenden Bedingungen hergestellt worden. Der Laser ist mit einer Energie von 150 mJ und einer Wiederholungsrate von 10 Hz betrieben worden. Daraus resultierend wurde die Oberfläche des *BTO – CFO* Targets mit einer Energiedichte von $\approx 1.2 \text{ J/cm}^2$ beleuchtet. Dies hat zu einer mittleren Aufdampfrate von 10.5 nm/min

geführt. Trotz der zusätzlich durchgeführten Rotation des gesamten Karussells muss für den Aufdampfprozess eine Unsicherheit von $\pm 1 \text{ nm/min}$ angenommen werden.

Auf Grund der Ergebnisse aus dem vorherigen Abschnitt 3.2.1 zur Bestimmung der Aufdampfrate, ist das Karussell in einem Bereich von $\pm 5^\circ$ um die nominelle Position des *BTO* – *CFO* Targets mit einer Winkelgeschwindigkeit von $1^\circ/\text{min}$ gedreht worden. Das Target wiederum rotiert mit 0.1 Hz um seine eigene Achse. Vor dem Aufdampfprozess ist das *SrTiO₃* Substrat auf eine Temperatur von ca. 950°C aufgeheizt worden. Dabei ist das Substrat so eingebaut worden, dass auf eine polierte [001] Oberfläche aufgedampft wird. Der Basisdruck in der Kammer betrug $1.3 \cdot 10^{-2} \text{ mbar}$, bevor dieser durch das Einlassen von Sauerstoff-Gas auf $1.5 \cdot 10^{-1} \text{ mbar}$ erhöht worden ist. Die Dauer des Aufdampfprozesses betrug 38 min , woraus eine Schichtdicke von 400 nm resultiert. Durch die Unsicherheit in der Aufdampfrate ist allerdings durchaus eine Variation der Schichtdicke von bis zu 10 % möglich. Nach dem Herstellungsprozess erfolgte eine geregelte Abkühlung der Probe mit einer Rate von 5°C/min .

3.2.2.1 Kristallstruktur des *BaTiO₃* und dessen elektrische Eigenschaften

BaTiO₃ ist bedingt durch eine hohe Dielektrizitätszahl [Kol04], wie alle ferroelektrischen Materialien, ein guter elektrischer Isolator. *BaTiO₃* ist ein ionischer Kristall und kristallisiert in einer Perovskit-Struktur. Daher wird an dieser Stelle kurz die ideale Perovskit-Struktur vorgestellt [Woo97]. Die Stöchiometrie dieser Strukturen ist durch AMX_3 gegeben und deren Kristallstruktur wird in der nebenstehenden Abbildung gezeigt.

Das Kristallgitter besteht aus *TiO₆*-Oktaedern (in der Abbildung hellblau eingezeichnet), deren Ecken mit den anderen Nachbaroktaedern zusammengeschlossen sind. Dieser Oktaeder ist in einer Elementarzelle lokalisiert, deren Ecken durch Bariumatome besetzt werden, welche sich wiederum im Zentrum eines von 12 Sauerstoffatomen gebildeten Polyeders befinden. Die gezeichnete Einheitszelle weist eine kubische Symmetrie ($a = b = c$) auf. In dieser Symmetrie besitzt *BaTiO₃* keine ferroelektrischen Eigenschaften. Diese tritt erst auf, wenn das System vom kubischen in die tetragonale Phase ($a = b < c$) übergeht. Aus dem Phasendiagramm in Abb. 3.6 kann entnommen werden, dass ein *BaTiO₃* Kristall in einem Temperaturbereich von ca. $5^\circ\text{C} < T < 120^\circ\text{C}$ eine tetragonale Struktur aufweist. Alle in dieser Arbeit gezeigten Messungen an diesem System, sind bei Zimmertemperatur durchgeführt worden. Daher kann davon ausgegangen werden, dass das *BaTiO₃*, während der Experimente, in einer tetragonalen Konfiguration vorgelegen hat. Zwar ist die Asymmetrie zwischen der c-Achse und der a-Achse temperaturabhängig (siehe Abb. 3.6), jedoch liegt sie im gesamten Temperaturbereich in der Größenordnung von $\approx 1\%$. Das permanente elektrische Moment, welches der Ursprung der Ferroelektrizität ist, wird durch eine Verzerrung des *TiO₆*-Oktaeder erzeugt. So ist in der tetragonalen Phase die Position des *Ti*-Atoms gegenüber dem Zentrum des Oktaeder in einer Größenordnung von $\approx 0.1 \text{ \AA}$ verschoben [Fra55].

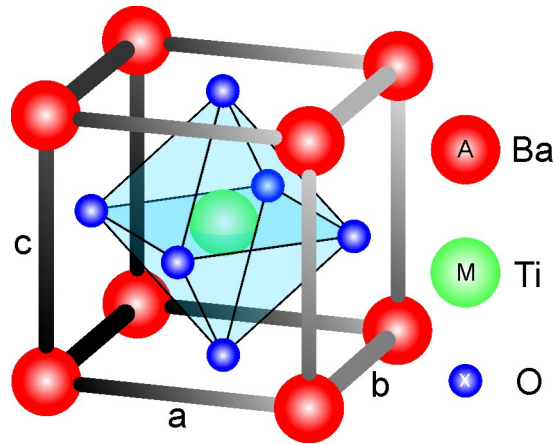


Abbildung 3.5: Die Elementarzelle einer idealen, kubischen AMX_3 Perovskitstruktur mit Identifikation der verschiedenen Atomsorten für $BaTiO_3$.

Dies erzeugt auf Grund der daraus resultierenden Ladungsverschiebung ein permanentes elektrisches Moment, welches parallel zur c-Achse des Kristalls orientiert ist. Damit gehört $BaTiO_3$ in die Klasse der Piezokristalle. Mit einem von außen angelegten elektrischen Feld lässt sich das permanente Moment manipulieren, welches wiederum Einfluss auf die Kristallstruktur nimmt. Wird zum Beispiel ein elektrische Feld in Richtung der c-Achse angelegt, erhöht sich die Verzerrung des TiO_6 -Oktaeder und damit auch die gesamte Kristallstruktur (Abbildung im Anhang 6.19). Eine aktuelle Arbeit gibt einen Wert für den piezoelektrischen Koeffizienten mit 149 pm/V im linearen Bereich der Verzerrung an [Taz09]. Zum Beispiel führt dies bei einem angelegten elektrischen Feld von 10 kV/cm und einer ursprünglichen Gitterkonstanten von $c = 4.032 \text{ \AA}$ ($a = 3.99 \text{ \AA}$) bei Zimmertemperatur [Dun52] zu einer Längenveränderung der c-Achse um $\approx 0.12 \text{ pm}$ (das entspricht ca. 0.03% Änderung).

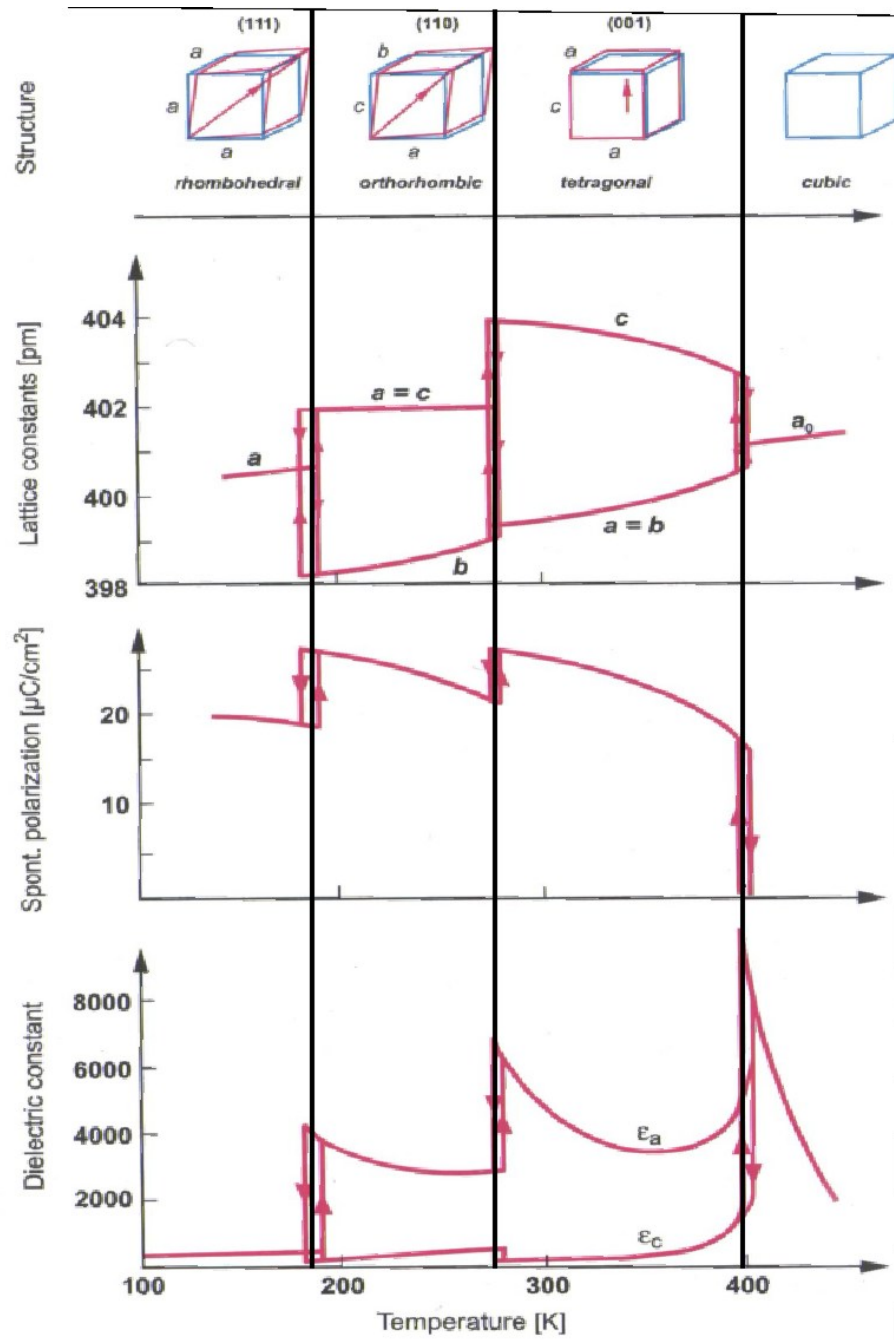


Abbildung 3.6: Strukturelle Umwandlungen des BaTiO₃ bei unterschiedlichen Temperaturen und deren Einfluss auf die Gitterkonstante, Polarisation und Dielektrizitätskonstante. Die Diagramme sind aus der Literatur entnommen [Was11].

3.2.2.2 Kristallstruktur des CoFe_2O_4 und dessen magnetische Eigenschaften

In den Nanokompositstrukturen ist weiterhin auch CoFe_2O_4 enthalten, dessen strukturelle und magnetische Eigenschaften in diesem Abschnitt vorgestellt werden. Ebenso wie das BaTiO_3 zählt auch CoFe_2O_4 zu der Gruppe der Isolatoren [Rai12, Jon59]. Diese Eigenschaften und die hohe Magnetostraktion (siehe Abschnitt 2.6.3) machen CoFe_2O_4 für die Anwendung zusammen mit BaTiO_3 interessant. So besteht zum Beispiel in einer Kompositstruktur die Möglichkeit mittels eines elektrischen Feldes eine direkte Manipulation der Magnetisierung im CoFe_2O_4 vorzunehmen.

CoFe_2O_4 gehört zu der Gruppe der Ferrite, deren Kristalle in einer Spinell-Struktur vorliegen, welche im Allgemeinen eine Stöchiometrie von AM_2X_4 aufweisen [Hou10]. Eine Beschreibung dieser Ferrit-Strukturen befindet sich in [Smi59]. Die Elementarzelle der Spinell-Struktur besitzt eine kubische Symmetrie mit einer Gitterkonstanten von $a = 8.39 \text{ \AA}$ [Mur05] und ist aus 56 Atomen aufgebaut. In Abb. 3.7 ist der Aufbau einer Elementarzelle in verschiedenen Betrachtungswinkeln gezeigt. Zur Darstellung der Kristallstruktur ist das Programm *Crystalmaker* [Cry] verwendet worden.

Eine Elementarzelle beinhaltet 32 O-Atome, die sich in einer kubischen dichtesten Kugelpackung (ccp)⁴ anordnen. Alle O-Atome definieren die Ecken von sowohl Tetraedern, als auch Oktaedern. So entstehen 8 Tetraeder und 16 Oktaeder innerhalb der Elementarzelle, in deren Zentrum sich die Fe und Co Atome befinden, ähnlich des Ti Atoms des zuvor diskutierten BaTiO_3 . Der Grad der Besetzung der einzelnen Polyeder beeinflusst die Eigenschaften der Spinell-Struktur. Dabei wird zwischen normalen und inversen Spinellen unterschieden. Bei normalen Spinell-Strukturen werden die Tetraederplätze vollständig von Atomen der Sorte A besetzt und die Sorte M nimmt die Plätze der Oktaeder ein. Allerdings kristallisiert CoFe_2O_4 in der inversen Spinell-Struktur. In diesem Fall sind die Fe-Atome (Sorte M) in allen Tetraedern und zusätzlich auf 50 % der Oktaederplätze zu finden. In den verbleibenden 50 % der Oktaederplätze befinden sich die Co-Atome (Sorte A) [Fri10].

CoFe_2O_4 gehört zur Gruppe der Ferrimagnete. Das heißt, im CoFe_2O_4 sind antiparallel ausgerichtete magnetische Momente zu finden. Jedoch ergibt eine Aufsummation der einzelnen magnetischen Momente einen resultierenden Magnetisierungsvektor, da die Beträge der jeweils antiparallelen Momente ungleich sind. Wird dazu eine Elementarzelle betrachtet, lässt sich feststellen, dass die magnetischen Momente der Fe-Atome keinen direkten Austausch besitzen, sondern nur über ein O-Atom miteinander gekoppelt sind. Dies sorgt dafür, dass die magnetischen Momente des Eisens antiparallel ausgerichtet sind und somit für diese Atomsorte kein resultierendes magnetisches Moment übrig bleibt. Damit verbleiben einzig die magnetischen Momente der Co-Atome, welche nicht kompensiert werden. Der Betrag dieser Momente wird zwar durch den Bahnmagnetismus der umgebenden O-Atome verringert [Szo06], aber durch deren parallele Ausrichtung lässt sich dem CoFe_2O_4 ein Magnetisierungsvektor zuweisen.

⁴Allgemein meist Englisch: cubic closed packed (ccp)

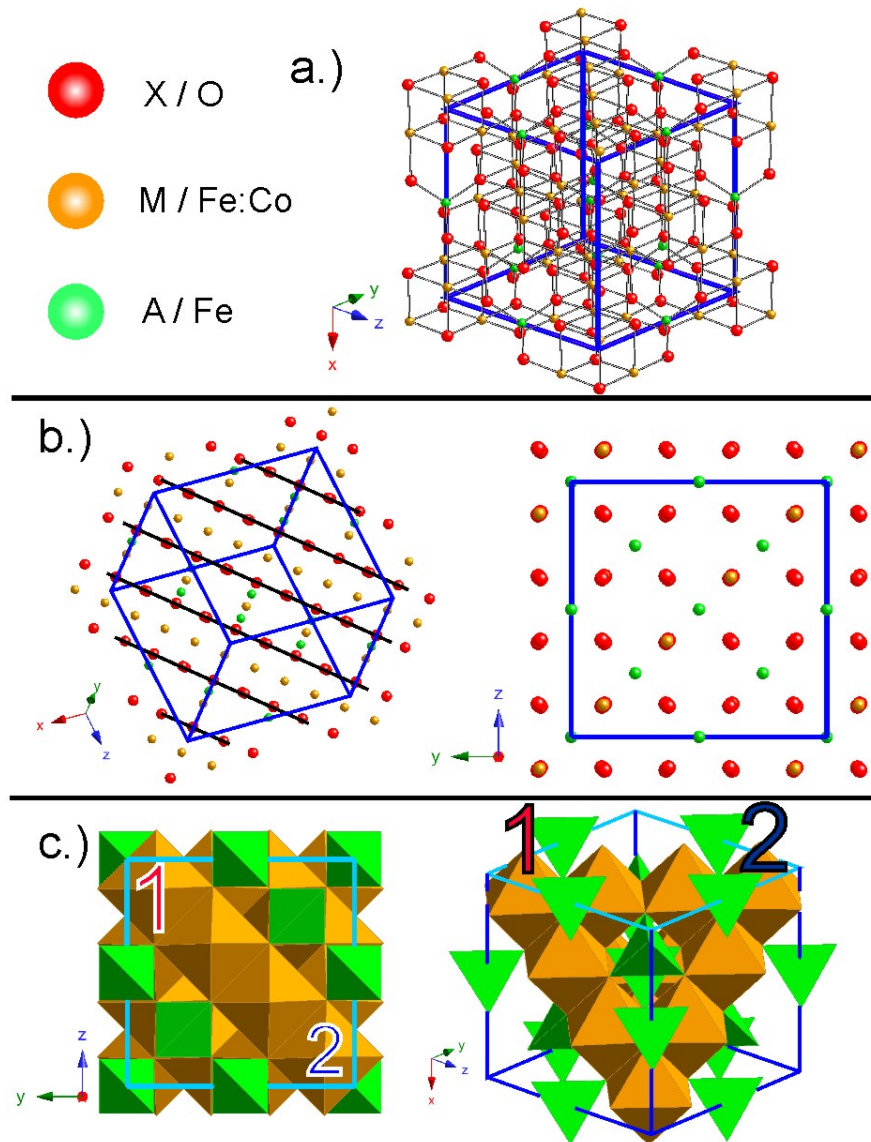


Abbildung 3.7: a.) zeigt die Kristallstruktur eines inversen Spinells. Die Elementarzelle ist blau in den Kristall eingezeichnet. Die Farbcodierung entspricht den unterschiedlichen Atomsorten bzw. Kristallpositionen. b.) der Kristall ist in ausgezeichneten Richtungen zu sehen. Der Blickwinkel links entspricht der $[121]$ Richtung, wobei die Stapelebenen der O-Atome extra markiert worden sind. Auf der rechten Seite ist der Kristall aus der $[100]$ Richtung zu sehen. c.) Es sind keine Atome eingezeichnet, sondern nur die Umgebungen, in denen sich die grüne Sorte (Tetraeder) bzw. orange Sorte (Oktaeder) befinden. Um ein besseres räumliches Verständnis der Struktur zu geben, sind unterschiedliche Winkel gewählt worden. Die Zahlen 1 und 2 markieren dabei identische Stellen in der Elementarzelle.

3.2.2.3 Wachstumsverhalten eines $BaTiO_3$ - $CoFe_2O_4$ Nanokomposites

Zuvor sind die Kristallstrukturen von $BaTiO_3$ und $CoFe_2O_4$ unabhängig von einander behandelt worden. Nun wird eine kurze Einführung in das Wachstumsverhalten eines Komposits aus beiden Stoffen gegeben. Zu Beginn des Wachstumsprozesses wird die Struktur des Komposits durch die Benetzung des Substrates bestimmt. Für alle in dieser Arbeit vorgestellten Nanokomposite ist kommerziell erworbenes $SrTiO_3$ (ebenfalls ein Perovskit) mit einer polierten (001) Oberfläche als Substrate verwendet worden. Die Oberflächenenergie der meisten Perovskite ist bei Ausbildung von {001} Oberflächen am geringsten. Daher ist die energetisch günstigste geometrische Form, die ein Perovskite im thermodynamischen Gleichgewicht bilden kann, ein Quader mit sechs {001} Oberflächen [Coh96]. Dem $BaTiO_3$ wird durch das Substrat eine solche Oberfläche zum aufwachsen angeboten. Deshalb ist trotz einer Gitterfehlانpassung von 2.18 % zum Substrat, der Grad der Benetzung für dieses Material sehr hoch und führt zu einem epitaktischen Lagenwachstum [Vis02]. Die Gitterfehlانpassung wurde wie folgt berechnet, wobei der Gitterabstand des $SrTiO_3$ als 3.905 Å [Eom92] angenommen worden ist.

$$\epsilon = \frac{d_{BTO} - d_{STO}}{d_{STO}} = \frac{3.99 \text{ Å} - 3.905 \text{ Å}}{3.905 \text{ Å}} = 2.18 \%$$

Die Gitterfehlانpassung zum Substrat führt allerdings dazu, dass die ausgezeichnete tetragonale c-Achse des $BaTiO_3$ senkrecht zur Schichtoberfläche ([001] Richtung) ausgerichtet ist [Zha04].

Ein anderes Wachstumsverhalten weisen die Spinell-Strukturen wie z.B. das $CoFe_2O_4$ auf. Dies besitzt zwar eine kubische Gitterstruktur, allerdings ist die Oberflächenenergie der Kristalle am günstigsten, wenn sie {111} Oberflächen ausbilden können [Lüd04, Mis77]. Im thermodynamischen Gleichgewicht formen sie als energetischen Grundzustand (im Gegensatz zu den Perovskiten) oktaedrische Kristallite. Beispiele für die Kristallitformen beider Materialien sind in Abb. 3.8 a. dargestellt. Die Benetzung der (001) Oberfläche des $SrTiO_3$ durch das $CoFe_2O_4$ ist auf Grund der sehr unterschiedlichen Oberflächen schlecht. Neu eintreffende $CoFe_2O_4$ Kristallite lagern sich vorwiegend schon an die vorhandenen Kristallformationen des gleichen Materials an. Es bilden sich Kristallisationskeime (Inselwachstum), an denen sich ausschließlich weiteres $CoFe_2O_4$ abgelagert. Ein Zusammenwachsen der Inseln wird dadurch verhindert, dass die Inselzwischenräume auf Grund der hohen Benetzung von $BaTiO_3$ von diesem verschlossen werden. Dies führt zu einem säulenartigen Wachstum der $CoFe_2O_4$ -Strukturen, die in einer $BaTiO_3$ -Matrix eingebaut sind. Die Diffusion an den Grenzflächen der beiden Materialien ist gering, so dass das Nanokomposit aus zwei getrennten Phasen besteht [Zhe04a]. Allerdings sind die Form und Dimensionen der Säulen, sowie deren Entstehung, sehr stark von den gewählten Aufdampfparametern der PLD-Anlage abhängig und diese müssen empirisch für jede Anlage neu bestimmt werden. Die zuvor betrachteten Aufwuchsprozesse, gelten nur im thermodynamischen Gleichgewicht. Um

dies so gut wie möglich zu gewährleisten, sollte zum Beispiel die Aufdampfrate nicht zu hoch gewählt werden. Des Weiteren muss sich die Temperatur des Substrates in einem Bereich befinden, in dem den Atomen eine gewisse Mobilität ermöglicht wird. Jedoch sollte sie ebenfalls nicht zu hoch gewählt werden, um eine thermische Verdampfung an der Substratoberfläche zu vermeiden.

Ist der Aufwuchsprozess abgeschlossen und wird das Nanokomposit auf Zimmertemperatur abgekühlt, geht das $BaTiO_3$ in eine tetragonale Phase über (siehe Abschnitt 3.2.2.1). Dabei ist es für das $BaTiO_3$, nicht nur auf Grund der Gitterfehlانpassungen zum Substrat, energetisch günstiger die c-Achse in die [001] Richtung zu orientieren. Auch die Gitteranpassung an die $CoFe_2O_4$ -Säulen favorisiert diese Ausrichtung, da der Gitterfehler bei einer Verdoppelung der c-Achse $2 \cdot c = 8.064 \text{ \AA}$ (3.9 %) geringer ist, als für die a-Achse $2 \cdot a = 7.98 \text{ \AA}$ (4.9 %).

Diese Art des Wachstums wird im Allgemeinen als selbstorganisiert bezeichnet, da bei geeigneter Wahl der Aufdampfparameter ohne äußere Manipulationen eine geordnete Struktur innerhalb des Probensystems entsteht. Die Abb. 3.8 b. und c. zeigen schematisch den Aufbau eines idealen $BTO - CFO$ Nanokompositsystems. Eine ausführliche Arbeit über das Wachstum von Spinell ($CoFe_2O_4$) und Perovskite ($BaTiO_3$) Strukturen auf unterschiedlichen Substraten ist in der Literatur zu finden [Zhe06].

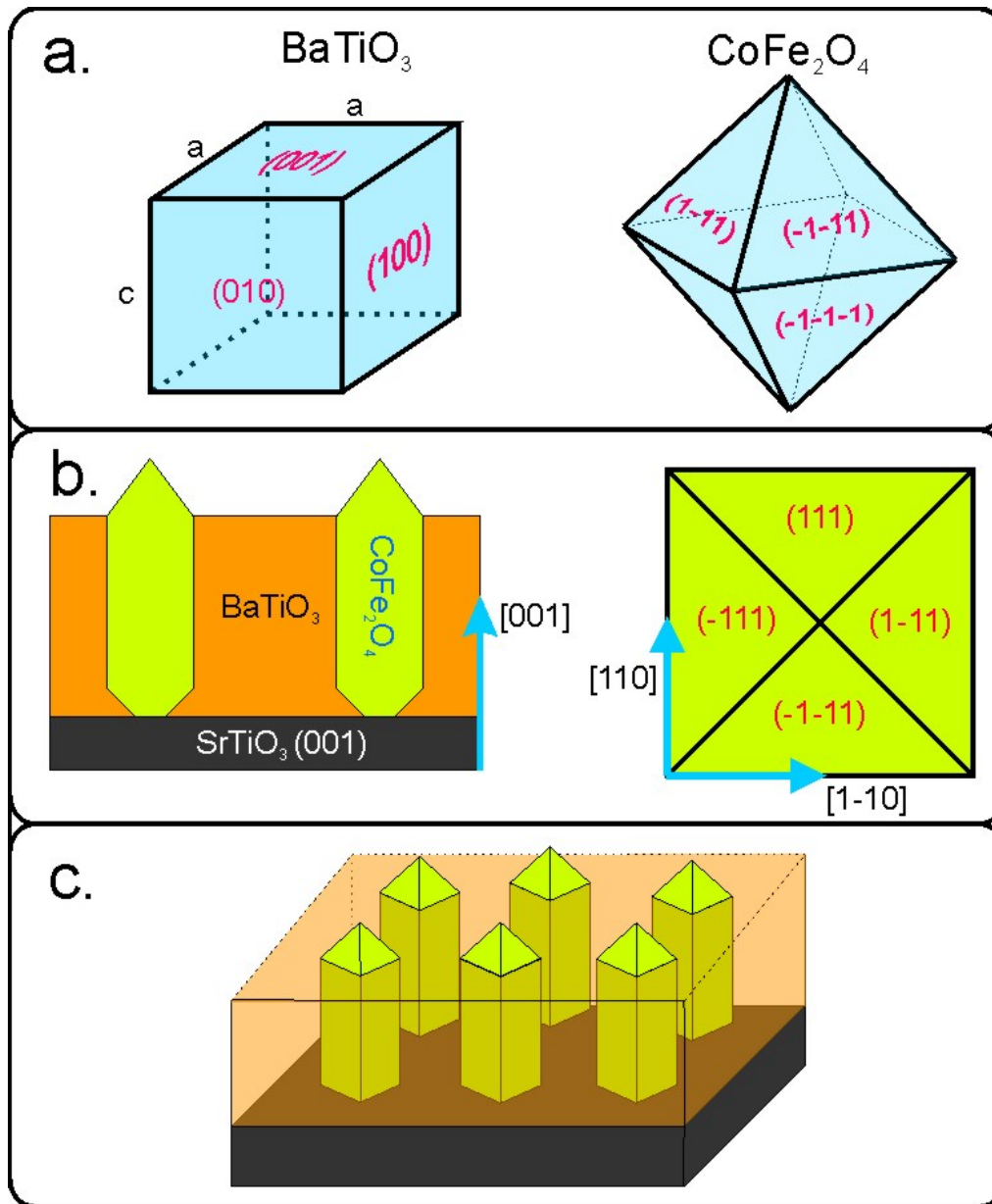


Abbildung 3.8: a. zeigt die Oberflächen der energetisch bevorzugte Kristallisationsform von BaTiO_3 und CoFe_2O_4 im thermodynamischen Gleichgewicht. In b. ist links ein Querschnitt des BTO – CFO Nanokompositsystems zu sehen, mit dem die Säulenstruktur des CoFe_2O_4 in der BaTiO_3 -Matrix verdeutlicht werden soll. Rechts die Aufsicht auf eine Säule abgebildet, wobei die Indizierung der jeweiligen Oberflächen und Richtungen hinzugefügt worden ist. Eine perspektivische Zeichnung des Probensystems ist in c. dargestellt.

4 Ergebnisse und Diskussionen

Dieses Kapitel widmet sich der Analyse und Interpretation, der in dieser Arbeit vorgenommen experimentellen Messungen und Simulationen. Das Kapitel wurde in zwei Beriche aufgeteilt, die sich jeweils durch das untersuchte System unterscheiden.

Zunächst wird eine ausführliche Charakterisierung der strukturellen und magnetischen Eigenschaften von $BaTiO_3$ - $CoFe_2O_4$ Nanokompositproben vorgestellt. Die daraus erhaltenen Informationen werden zur Interpretation weiterführender Messungen mittels linearen Röntgendiffraktion benötigt. Durch diese Messmethode ist es möglich, die elastische Kopplung zwischen den einzelnen Phasen des Nanokomposites elementspezifisch zu analysieren. Dabei liegt der Schwerpunkt in dieser Arbeit auf der Betrachtung des Ti -Atoms.

Als Grundlage für den zweiten Teil dieses Kapitels dient eine Permalloy Leiterbahn. An diesem System wird gezeigt, wie es mit Hilfe von mikromagnetischen Simulationen möglich ist, ein Experiment der ferromagnetischen Resonanz zu modellieren. Dabei werden die Einflüsse der dazu verwendeten Parameter erörtert, um deren optimale Werte zu bestimmen. Daraufhin sind frequenzabhängige Dispersionsrelationen simuliert worden, wobei anhand der Simulationen auf den Ursprung der dort auftretenden Anregungsmoden eingegangen wird. Durch diese Betrachtungsweise lassen sich Aussagen über die dynamischen Eigenschaften der Magnetisierung machen. Abschließend werden die Simulationsergebnisse mit entsprechenden Messungen verglichen und vorhandenen Abweichungen diskutiert.

4.1 Charakterisierung des $BaTiO_3$ - $CoFe_2O_4$ Nanokomposites

Ein Ziel dieser Arbeit war es, die Herstellungsparameter eines vorhandenen PLD-Aufbaus so zu optimieren, dass qualitativ hochwertige $BaTiO_3$ - $CoFe_2O_4$ Nanokompositproben an der Fakultät für Physik in Duisburg-Essen hergestellt werden können. Um die Qualität der hergestellten Proben bestimmen zu können, lag ein besonderes Interesse auf der Charakterisierung der Nanokompositproben.

Es wurden die Oberflächenbeschaffenheit der Proben mittels Rasterkraftmikroskopie (AFM¹) und Rasterelektronenmikroskopie (SEM) untersucht. Durch diese Methoden konnten geordnete Strukturen an der Probenoberfläche abgebildet werden. Diese Struk-

¹atomic force microscopy / ²energy dispersive X-ray spectroscopy / ³X-ray diffraction / ⁴magnetic force microscopy / ⁵superconductive quantum interference device

turen konnten im weiteren durch eine chemische Analyse, basierend auf der energie-dispersiven Röntgenspektroskopie (EDX²), als $CoFe_2O_4$ -Säulen identifiziert werden. Die kristalline Struktur des Nanokomposites ist durch Röntgenbeugungsexperimente (XRD³) untersucht worden. Die magnetischen Eigenschaften sind mit Messungen an einem Magnet-Kraftmikroskop (MFM⁴) und einer supraleitenden Qunateninterferenzeinheit (SQUID⁵) untersucht worden. Alle beschriebenen Experimente sind bei Zimmertemperatur durchgeführt worden.

4.1.1 Oberflächenbeschaffenheit

Die Oberflächenbeschaffenheit jeder Probe wurde zunächst mittels eines SEM untersucht. Hierbei sind Aufnahmen von der Oberfläche des Nanokomposites gemacht worden, um einen ersten Eindruck über die Probenqualität zu erlangen. Während dieser Arbeit sind eine Vielzahl von Nanokompositproben hergestellt worden, wobei sich diese durch Variationen in den Aufdampfparametern unterscheiden. Mittels der SEM-Aufnahmen lassen sich Veränderungen im Wachstumsverhalten feststellen. Durch den Vergleich dieser Aufnahmen mit Bildern aus der Literatur, konnte eine Optimierung der Herstellungsparameter durchgeführt werden [Zhe04c, Zhe04a].

Alle hier gezeigten SEM-Aufnahmen sind entweder mittels eines LEO 1530 oder FEI-Helios System aufgenommen worden. Dabei ist der einfallende Elektronenstrahl stets parallel zu der Flächennormalen des Nanokomposites orientiert gewesen. Die folgende Aufnahme in Abb. 4.1 zeigt die Oberfläche einer Nanokompositproben. Hierbei ist der abgebildete Bildausschnitt, repräsentativ für die Oberfläche der gesamten Probe. Die Parameter mit denen diese Probe hergestellt worden ist, sind in Abschnitt 3.2.2 zu finden. Sie ist das Resultat einer Probenserie, zur Optimierung der Herstellungsparameter der PLD-Anlage. Für die hier gezeigte SEM-Aufnahme ist die Probe so eingebaut worden, dass die Bildränder den $\langle 100 \rangle$ Kristallachsen des Substrates entsprechen.

Wie anhand der Aufnahme ersichtlich, kann an dieser Probe eine strukturierte Oberfläche nachgewiesen werden. Es sind helle rechteckige Bereiche zu erkennen, die sich klar von der restlichen Oberfläche abheben. Die Kantenlänge der Rechtecke variiert in einem Bereich von 50 – 100 nm. In der Ausrichtung der Rechtecke gibt es eine Vorzugsrichtung, was durch die zusätzlich eingefügten parallelen roten Streifen angedeutet werden soll. Vergleicht man dies mit der theoretisch zu erwartenden Struktur, wie sie in Abschnitt 3.2.2.3 beschrieben worden ist, lässt sich diese Form und Anordnung der Strukturen erklären.

Es werden rechteckige $CoFe_2O_4$ Strukturen erwartet, deren Kanten in $\langle 110 \rangle$ Richtungen ausgerichtet sind. Außerdem sollten die Strukturen oberhalb der Matrix eine Pyramidenform aufweisen. Eine Analyse der Strukturen zeigt, dass die meistens rechteckigen Strukturen von einem hellen Bereich umgeben sind. Dies gibt einen Hinweis darauf, dass an diesen Stellen besonders viele sekundär Elektronen austreten, was ein Indiz für eine pyramidenähnliche Form sein könnte.

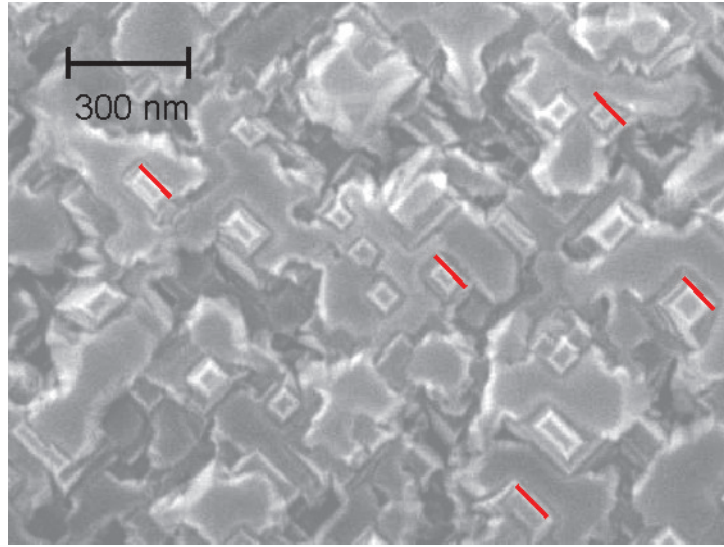


Abbildung 4.1: SEM Bild der Oberfläche einer mittels PLD hergestellten Nanokompositprobe. Diese Probe zeigt eine strukturierte Oberfläche. Es sind rechteckige Strukturen zu erkennen, die eindeutig eine Vorzugsrichtung aufweisen. Um besser sichtbar zu machen, sind parallele rote Linien in das Bild eingefügt worden.

Ein Vergleich mit entsprechenden Strukturen aus der Literatur ist in Abb. 4.2 dargestellt [Zhe06].

Auch dort konnte ein pyramidenähnliches Wachstum festgestellt werden. Für eine genauere Analyse der Topographie der Probe ist die SEM-Technik jedoch nur unzureichend geeignet. So lassen sich zum Beispiel in der SEM-Aufnahme einige Löcher in der Oberfläche erkennen, deren exakte Tiefe nur schwer abgeschätzt werden kann. Daher wurde die Oberfläche der Probe mittels eines Rasterkraftmikroskops untersucht. Dieses ist eine weitere oberflächensensitive Messmethode, mit der die Rauigkeit einer Oberfläche bestimmt werden kann. Die gezeigten AFM- sowie spätere MFM-Aufnahmen sind mit einem XE-70 Rasterkraftmikroskop erstellt worden, welches im “kein-Kontakt²” Modus betrieben worden ist. Das Höhenprofil in Abb. 4.3 zeigt exemplarisch einen Bereich der Oberfläche. Allerdings zeigt die AFM-Aufnahme eine andere Oberflächenstelle, als die zuvor betrachtete SEM-Aufnahme. Die Defekte der Oberfläche lassen sich mit Hilfe des Höhenprofils auf eine Tiefe von $20 - 33\text{ nm}$ bestimmen. Die Vermutung eines pyramidenähnlichen Wachstums des $CoFe_2O_4$ wird durch die AFM-Aufnahme bestätigt.

Dies lässt sich gut an der Struktur erkennen, die in Abb. 4.3 mit einem roten Kreis markiert worden ist. Des Weiteren lässt sich der AFM-Aufnahme entnehmen, dass

²wesentlich gebräuchlicher ist der englische Ausdruck: non contact mode

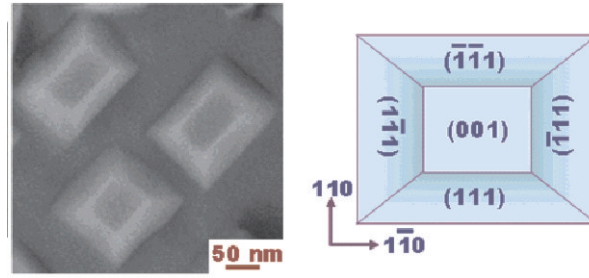


Abbildung 4.2: In der Literatur findet sich ein vergleichbares Nanokompositsystem aus $\text{BiFeO}_3 - \text{CoFe}_2\text{O}_4$, welches eine ähnliche pyramidenförmige Struktur aufweist [Zhe06].

die Strukturen eine Höhe von $5 - 13 \text{ nm}$ oberhalb der Matrixoberfläche aufweisen. Eine Analyse der AFM-Aufnahme mit Hilfe des Programms XEI [Par] liefert eine maximale Rauigkeit der Oberfläche von 46 nm bzw. eine mittlere Rauigkeit von 3.5 nm . Die hier gezeigte AFM-Aufnahme ist exemplarisch für die gesamte Probenoberfläche. Es sind Aufnahmen von mehreren Bereichen der Oberfläche gemacht worden, um so örtliche Variationen des Höhenprofils zu untersuchen. Dabei konnten keine wesentlichen Veränderungen festgestellt werden.

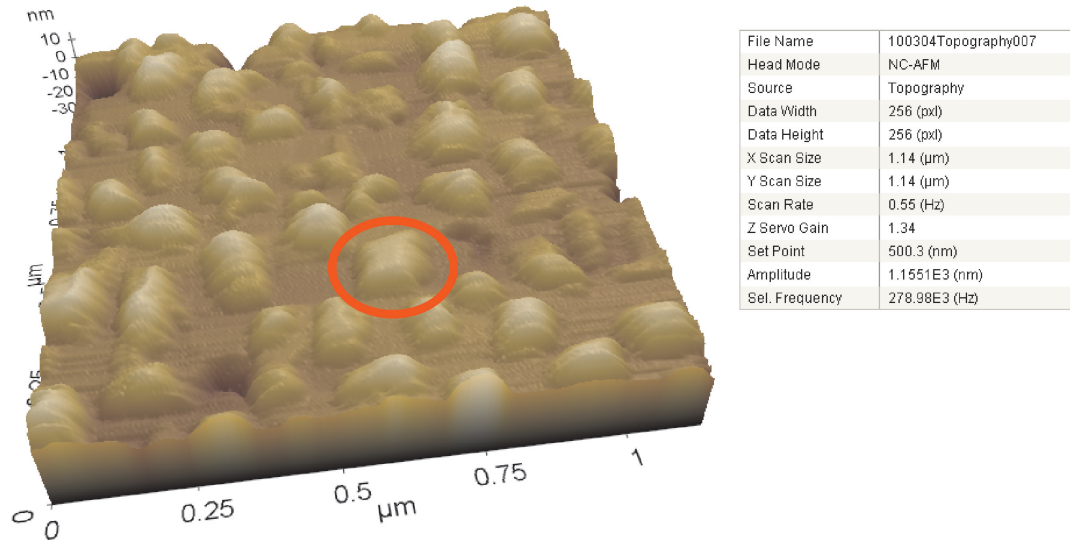


Abbildung 4.3: AFM-Aufnahme der Topologie einer BTO – CFO Nanokompositprobe. Es wird ein Bereich von $1.14 \cdot 1.14 \mu\text{m}^2$ abgebildet. In diesem Bereich sind eine Vielzahl von pyramidenartigen Strukturen zu erkennen.

Sowohl die SEM- als auch die AFM-Aufnahmen zeigten ein geordnetes System. Es sind weitere Proben hergestellt worden, um die Rauigkeit der Oberfläche zu verringern. Ein Beispiel ist in Abb. 4.4 dargestellt. Dort ist eine Oberfläche abgebildet, bei der das Nanokomposit nicht direkt auf das $SrTiO_3$ -Substrat aufgedampft wurde. Während eines ersten Aufdampfprozesses wurde bei einer Substrattemperatur von ca. 620 °C eine ca. $\approx 80\text{ nm}$ dicke Strontium-Ruthenat $SrRuO_3$ Schicht aufgewachsen. Erst in einem zweiten Aufdampfschritt wurde das Nanokomposit auf das $SrRuO_3$ gebracht. Aus der Literatur ist bekannt, dass $SrRuO_3$ gut als Elektrodenmaterial für einen ferroelektrischen Film geeignet ist [Har00]. Bei Zimmertemperatur nimmt es eine pseudokubische Gitterstruktur an, wobei es eine Gitterkonstante von $a = 3.93\text{ \AA}$ aufweist [Eom92]. Dies führt zu einer Gitterfehlانapassung von 0.64 % gegenüber dem kubischen $SrTiO_3$ -Substrat. Somit sollte ein epitaktisches Wachstum des $SrRuO_3$ auf dem Substrat möglich sein.

Dadurch werden die Herstellungsbedingungen für das darauf folgende Nanokomposit nicht wesentlich verändern. Das $SrRuO_3$ bietet dem Nanokomposit zum einen nahezu die gleiche Gitterkonstante wie das $SrTiO_3$, als auch die gleiche Wachstums Oberfläche. Durch diese Eigenschaften zeichnet sich $SrRuO_3$ für die Verwendung als Elektrode in einem selbstorganisierten $BTO - CFO$ -Nanokomposit-Bauelemente aus.

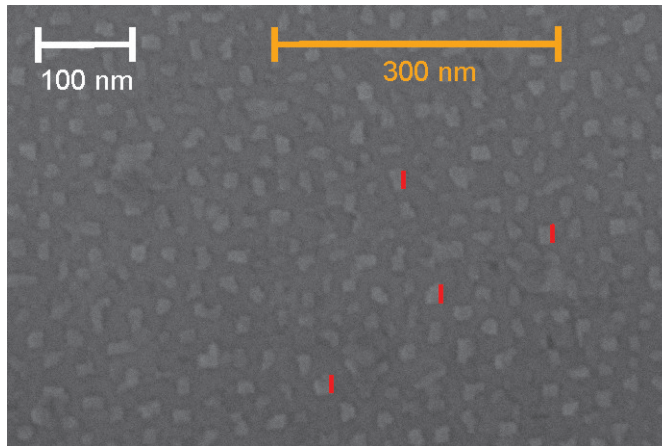


Abbildung 4.4: SEM Aufnahme einer $BTO - CFO$ Schicht, die auf einem zuvor aufgewachsenen $SrRuO_3$ Film hergestellt wurde. Um einen besseren Vergleich mit der vorherigen Probe zu gewährleisten ist deren Maßstab (in orange) ebenfalls in diesem Bild zu sehen.

Beim Aufdampfprozess des Nanokomposites ist eine höhere Substrattemperatur (970°C) als bei der vorherigen Probe gewählt worden, um die Mobilität zu erhöhen und so dem Komposit die Möglichkeit zu geben, die Löcher in der Oberfläche zu schließen.

Die übrigen Aufdampfparameter sind nicht verändert worden, um so eine Vergleichbarkeit mit der zuvor gezeigten Probe zu ermöglichen. Somit beträgt die Nanokomposit-

Schichtdicke ebenfalls ca. 400 nm. Anhand der SEM-Aufnahme lässt sich feststellen, dass sich die Rauigkeit der Oberfläche nun deutlich verringert hat. Allerdings sind die Säulenstrukturen in den lateralen Dimensionen wesentlich kleiner und unregelmäßiger als zuvor. Es ist zwar noch eine Vorzugsrichtung der Säulenkanten sichtbar (mit den roten Linien markiert), aber diese ist durch die Unregelmäßigkeit der Strukturen nicht mehr eindeutig. Weitere Analysen (wie sie im Folgenden auch noch beschrieben werden) haben ergeben, dass nicht nur die Struktur dieser Probe mangelhaft ist, sondern auch deren magnetische Eigenschaften ungenügend sind.

Es ist eine weitere Serie von Proben hergestellt worden, bei denen einzelne Aufdampfparameter weiter verändert worden sind, um sowohl eine geringe Rauigkeit, als auch eine geordnete Säulenstruktur zu erhalten. Leider haben diese Bemühungen im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht zum Erfolg geführt, so dass sich die Ergebnisse alle weiteren Untersuchungsmethoden nur auf die, in Abb. 4.1 dargestellten Probe beziehen.

4.1.1.1 Kristalline Struktur

Sowohl das SEM, als auch das AFM sind hauptsächlich bildgebende Verfahren, um einen ersten Eindruck über die Beschaffenheit der Oberfläche zu erlangen. Beide Methoden zeigen eine geordnete Struktur. Um dies auf kristalliner Ebene nachzuweisen sind Röntgenbeugungsexperimente durchgeführt worden, wobei zunächst das Spektrum eines unbehandelten $SrTiO_3$ -Substrat untersucht wurde, um dieses im Weiteren mit dem des Nanokomposites vergleichen zu können. Dafür sind $\Theta - 2\Theta$ Messungen an einen Philips PW 1730 Röntgendiffraktometer durchgeführt worden. Für alle Spektren in dieser Messgeometrie wurde Cu-K α Strahlung ($\lambda = 154\text{ pm}$) verwendet. Nach Herstellerangabe weist das Substrat eine polierte (001) Oberfläche auf.

Um vergleichbare Daten aus der Literatur zu erhalten, wurde das Programm PCPDF-WIN v. 2.4 [PCP03] verwendet, dass auf eine Datenbank des ICDD³ zugreift [Swa53]. In dieser Datenbank sind $SrTiO_3$ -Pulver untersucht worden. Somit sind in Abb. 4.5 nur die Positionen der zu erwartenden Reflexionspeaks einer (001) Oberfläche durch farbige Linien markiert worden. Durch den Vergleich der erwarteten mit den tatsächlich gemessenen Positionen zeigt sich, dass das Substrat die vorgegebene Orientierung aufweist. Des Weiteren lässt sich anhand dieser Messung bzw. durch die Kenntnis der Miller-Indizes (hkl) der Peaks und der Bragg-Bedingung die Gitterkonstante a des kubischen $SrTiO_3$ Systems bestimmen [Ash01].

$$\frac{1}{d_{hkl}^2} = \frac{h^2 + k^2 + l^2}{a^2} \quad n \cdot \lambda = 2 \cdot d_{hkl} \cdot \sin(\Theta) \quad \implies a = \frac{n \cdot \lambda \cdot \sqrt{h^2 + k^2 + l^2}}{2 \cdot \sin(\Theta)} \quad (4.1)$$

³International Centre for Diffraction Data

Setzt man in diese Gleichung die Werte für den ersten Peak der Messung ein ($n = 1$; $h = k = 0$; $l = 1$; $\Theta = 11.372^\circ$), so folgt als Ergebnis für die Gitterkonstante $a = 3.9057 \text{ \AA}$.

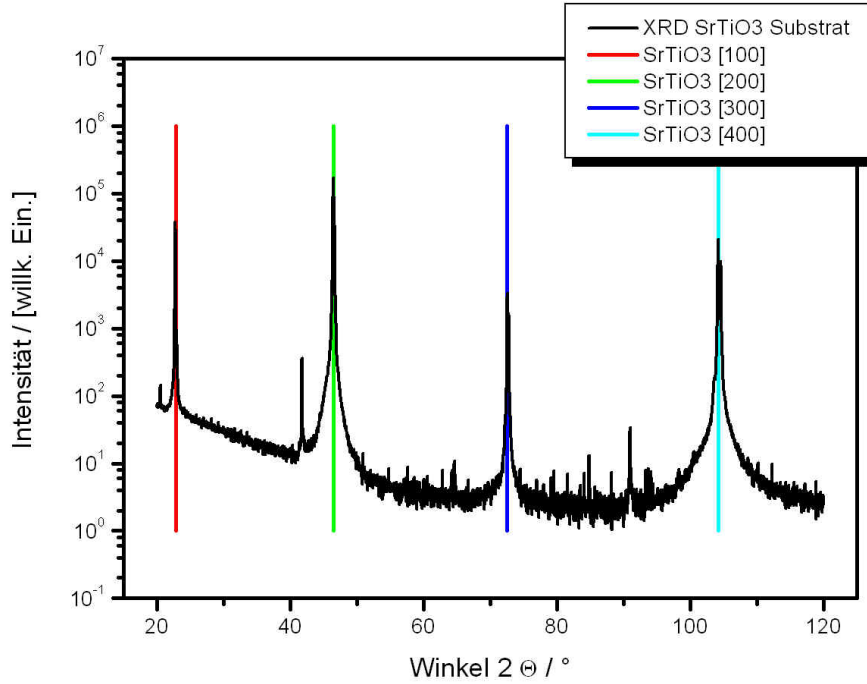


Abbildung 4.5: XRD-Spektrum eines unbehandelten $SrTiO_3$ -Substrates. Die senkrechten Linien sind die aus der Literatur entnommenen Werte der $[h00]$ Ebenen für einen kubischen Kristall.

Der in Abschnitt 3.2.2.3 vorgestellte Wert aus der Literatur entspricht $a = 3.905 \text{ \AA}$, wobei der Ursprung der kleinen Abweichung ($\approx 0.01 \%$) vermutlich die Ungenauigkeit in der Schrittweite der XRD-Messung ist.

Im Weiteren wurde nun eine XRD-Messung an der in Abb. 4.1 vorgestellten Nanokompositprobe vorgenommen. Das Spektrum des gesamten Probensystems ist in Abb. 4.6 durch die rote Linie dargestellt. Zusätzlich ist noch das zuvor bestimmte Spektrum des $SrTiO_3$ -Substrates mittels der schwarzen Linie abgebildet. So lassen sich die Reflexionspeaks des Nanokomposites eindeutig von denen des Substrates trennen.

Anhand dieser Auftragung lassen sich deutlich die Reflexionen des Nanokomposites erkennen, die nun im Weiteren analysiert werden sollen. Ähnlich wie zuvor sind die Daten der Messung mit Hilfe der Datenbank von PCPDFWIN bearbeitet worden. So sind in Abb. 4.6 a. die Peakpositionen markiert, die zu erwarten sind, wenn ein

kubischer $CoFe_2O_4$ Kristall vorliegt, der eine (001) Oberfläche aufweist und eine Gitterkonstante von $a = 8.39 \text{ \AA}$ besitzt. Der Inset zeigt eine Vergrößerung des Bereiches $94^\circ - 96^\circ$, da dort der [008] Reflex zu erwarten ist. Anhand dieser Vergrößerung lässt sich allerdings eine Abweichung von $\approx 0.6^\circ$ zwischen der erwarteten und der tatsächlichen Peakposition feststellen. Auch bei genauere Betrachtung des [004] Reflex weicht dieser vom Erwartungswert ab.

Als Ursache für diese Abweichungen könnten die folgenden Möglichkeiten zu Grunde liegen. Der Ursprung des Reflexionspeaks könnte eine andere Reflexionsebene des Kristalls sein. Es könnte eine veränderte Gitterkonstante des Kristalls vorliegen oder das Nanokomposit besteht aus einer anderen Stöchiometrie.

Letzteres kann nicht endgültig ausgeschlossen werden, jedoch ist die PLD-Technik dafür bekannt, die Stöchiometrie des Verdampfermaterials zu erhalten [She04]. Somit ist diese Option unwahrscheinlich.

Das die Reflexe durch anderen Gitterebenen entstanden sind, ist unmöglich. Da die Peakpositionen aus der Literatur an einer Pulverprobe bestimmt worden sind, kann man die Positionen der Nachbarreflexe ablesen [Swa71].

2Θ	$[hkl]$
89.669°	[731]
94.496°	[008]
102.296°	[660]

Tabelle 4.1: Literaturwerte für die Peakpositionen für kubisches $CoFe_2O_4$ ($a = 8.39 \text{ \AA}$).

Die Nachbarreflexe sind $+7.8^\circ$ bzw. -4.827° vom gesuchten [008] Reflex entfernt und weisen somit keine Relevanz für die Abweichung von $\approx 0.6^\circ$ auf.

Wird jedoch die Gleichung (4.1) so umgeformt, dass für eine variable Gitterkonstante a die Reflexionswinkel Θ berechnet werden können, dann erhält man das Ergebnis, das in Abb. 4.6 b. dargestellt ist. Dort ist die Gitterkonstante auf einen Wert von $a = 8.35 \text{ \AA}$ reduziert worden, wodurch sich eine gute Anpassung an die Messdaten erzielen lässt. Da allerdings nur [00 l] Peaks gemessen worden sind, lässt sich keine Aussage über die lateralen Gitterabstände machen, so dass die 8.35 \AA nur für die Gitterabstände in [001] Richtung bestimmt werden konnte. Die Ursache für diese Kompression des Gitters könnte die Gitterfehlanpassung zwischen der $BaTiO_3$ c-Achse und dem $CoFe_2O_4$ sein. Mittels des XRD-Spektrums kann somit die Aussage gemacht werden, dass $CoFe_2O_4$ Kristalle im Nanokomposit existieren und diese mit einer [001] Oberfläche aufgewachsen sind, deren Gitterabstand in [001] Richtung allerdings um $\approx 0.5\%$ gegenüber einem rein kubischen $CoFe_2O_4$ Kristall reduziert ist.

Die übrigen Reflexe, die im XRD-Spektrum des Nanokomposites noch nicht identifiziert werden konnten, sollten vom einzig verbleibenden Material $BaTiO_3$ stammen.

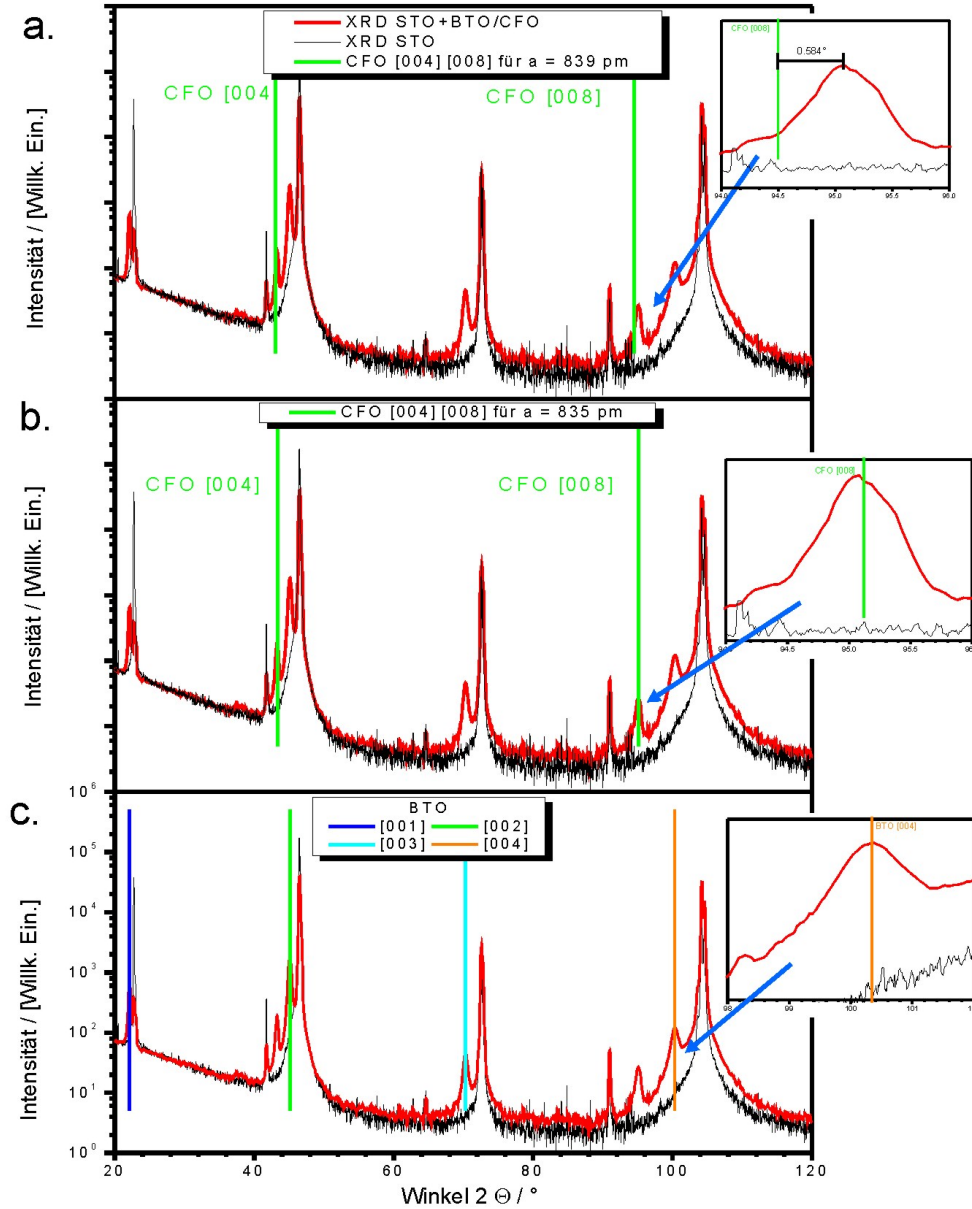


Abbildung 4.6: Dargestellt ist das XRD Spektrum des BTO-CFO Nanokomposites (rot) im Vergleich zum Spektrum des unbehandelten Substrates (schwarz). a.) Peakpositionen der [00l] Ebenen eines kubischen CFO-Kristalls, aus der Literatur entnommen b.) Variation der Gitterkonstante zur Anpassung der Peakposition des CFO c.) Literaturwerte der [00l] Peakpositionen eines tetragonalen BTO-Kristalls.

Es wurde abermals mittels der Datenbank ein Vergleich mit Literaturdaten durchgeführt [Miy47]. Das Ergebnis ist in Abb. 4.6 c. zu sehen, wobei der Inset wieder einen vergrößerten Bereich zeigt. Die aktuelle Messung und der Literaturwert passen gut zusammen, wodurch sich der Ursprung aller verbleibenden Reflexionspeaks auf das $BaTiO_3$ zurückführen lässt. Auch in diesem Fall entstehen die Reflexionen ausschließlich an den $[00l]$ Ebenen. Die aus der Literatur entnommenen Gitterparameter sind für des tetragonalen $BaTiO_3$ gegeben durch $a = b = 3.984 \text{ \AA}$ und $c = 4.027 \text{ \AA}$. Der Gitterabstand der c-Achse ist gegenüber dem erwarteten Wert von $a = 4.03 \text{ \AA}$ (siehe Abschnitt 3.2.2.1) nur in einem geringen Maße reduziert (0.08 %).

Abschließend lässt sich feststellen, dass alle Reflexionen des Nanokomposites im Röntgenbeugungsspektrum identifiziert werden konnten. Die Messungen zeigen eine klare Separation der einzelnen Kristallite (Phasentrennung) im Nanokomposit und ein hohen Grad von kristalliner Ordnung. Die Oberfläche weist eindeutige eine (001) Textur auf. Dies bestätigt die Vermutungen über die Kristallstruktur, die auf Grund der AFM/SEM Untersuchungen angestellt worden sind.

4.1.2 Chemische Zusammensetzung

Bisher sind ausschließlich strukturelle Untersuchungen am Nanokomposit beschrieben worden. Um das System weiter zu charakterisieren, wurde ebenfalls eine chemische Analysemethode angewandt. Mittels energiedispersiver Röntgenspektroskopie (EDX) besteht die Möglichkeit, eine orts aufgelöste Untersuchung der chemischen Zusammensetzung einer Probe durchzuführen. Eine ausführliche Beschreibung dieser Technik ist in der Literatur zu finden [Rei77]. Im Folgenden wird nur ein kurzer Überblick über das Messverfahren gegeben, um die Interpretation der vorgestellten Messungen zu erleichtern. Als Basis für diese Technik dient in der Regel ein SEM, da der einzige Unterschied gegenüber einer SEM-Aufnahme der Detektionskanal ist. Ein SEM Bild entsteht durch die Detektion der Sekundärelektronen, die durch einen primären Elektronenstrahl erzeugt werden. Hingegen wird für eine EDX-Aufnahme ein Detektor benötigt, mittels dessen energiewahlweise Röntgenstrahlung gemessen werden kann. Die Röntgenstrahlung wird durch Anregung der Atome im Probenmaterial erzeugt. Die hochenergetischen Primärelektronen stoßen mit den Elektronen der Atomhülle zusammen. Den getroffenen Elektronen wird es durch die Energieübertragung ermöglicht, von ihrem atomaren Energieniveau ins Kontinuum überzugehen. Wird durch diesen Prozess ein Elektron aus einer kernnahen Atomschale entfernt, sind die übrigen Elektronen des Atoms bestrebt, in diesen energetisch günstigen Zustand zu gelangen. Die durch den Übergang frei werdende Energie, erzeugt ein Röntgenquant. Zusätzlich entsteht durch Rekombination eines ionisierten Atoms mit einem freien Elektron ebenfalls Röntgenstrahlung. Da die quantenmechanischen Energieniveaus eines Atoms für jedes Element unterschiedlich sind, ist die Energie der Röntgenstrahlung elementspezifisch.

Der im Rahmen dieser Arbeit verwendete EDX-Detektor ist ein XMAX 80mm² von Oxford Instruments. Dieser ist zusätzlich an das schon erwähnte LEO 1530 SEM montiert. Die Analyse aller EDX-Messungen sind mit dem von Oxford mitgelieferten Programm INCA durchgeführt worden [Lim06]. Zunächst ist von einem relativ großen Probenbereich ($1.8\,\mu\text{m} \cdot 1.8\,\mu\text{m}$) ein EDX-Summenspektrum erstellt worden. Das heißt, dass der gesamte Bereich mittels des SEM-Elektronenstrahls abgerastert worden ist. Hierbei wird die Intensität aller detektierten Röntgenquanten zu einem einzigen Spektrum aufaddiert. Damit geht zwar das örtliche Auflösungsvermögen verloren, aber man erhält eine gute Übersicht über die in der Probe enthaltenen Materialien. Alle in dieser Arbeit vorgestellten Spektren sind mit einer Beschleunigungsspannung von 20 kV des primären Elektronenstrahls aufgenommen worden, wobei die Einfallsrichtung des Strahls immer parallel zur Flächennormalen der Probe orientiert gewesen ist.

Um eine bessere Übersicht zu gewährleisten ist die Energie der detektierten Röntgenstrahlen (x -Achse) in Abb. 4.7 a.) bei 9 keV abgeschnitten worden. Jeder Peak des Spektrums kann eindeutig zugeordnet werden. Damit zeigt diese Analysemethode, dass sich kein ungewolltes Material innerhalb der Probe befindet. Der Ursprung des Kohlenstoffpeaks stellen Ablagerungen auf der Oberfläche der Probe dar.

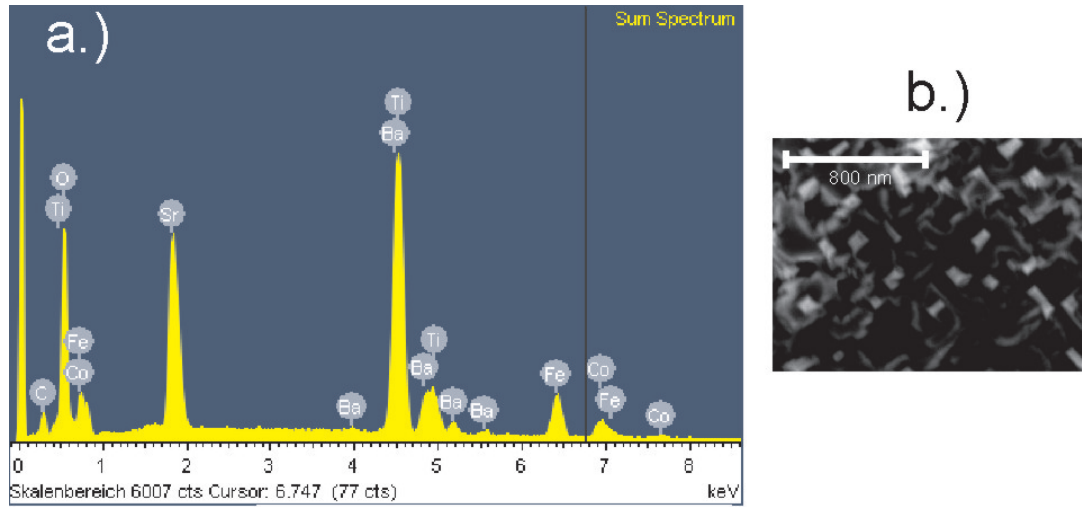


Abbildung 4.7: a.) EDX-Summenspektrum der Nanokompositprobe. b.) SEM-Aufnahme der Probenoberfläche nach der EDX-Messung.

Durch die hohe Energie des Primärstrahls lassen sich Verunreinigungen im Restgas spalten, so dass sich eine Kohlenstoffschicht auf der Oberfläche ablagert. Alle Materialien in der Probe sind schlechte elektrische Leiter, wodurch die vom Primärstrahl getroffene Fläche elektrisch polarisiert wird. Dies begünstigt die Ablagerung, da alle entstehenden positiv geladenen Kohlenstoffionen von der Oberfläche angezogen werden. In Abb. 4.7 b.) ist eine SEM-Aufnahme zu sehen, welche die Probenoberfläche nach der EDX-Messung zeigt, deren Gesamtdauer 15 Minuten betragen hat. Der Kontrast dieser Aufnahme ist deutlich schlechter als die, der vorherigen Aufnahmen (wie zum Beispiel in Abb. 4.1). Dies ist ein Hinweis darauf, dass die Oberfläche schon stark mit Kohlenstoff kontaminiert ist.

Um die starke Aufladung der Probe und damit auch die schnelle Kontamination mit Kohlenstoff zu vermeiden, hätte die Oberfläche der Probe mit einer dünnen leitfähigen Schicht bedampft werden können (zum Beispiel mit Gold). Davon wurde jedoch abgesehen, da diese Schicht für weitere Analysen an dieser Probe hinderlich gewesen wäre. Aus diesem Grund ist es unmöglich gewesen, eine EDX-Messung länger als ca. 20 Minuten durchzuführen. Nach dieser Zeit waren die Aufladungseffekte bzw. die Kontamination so stark, dass die eingebaute Autokorrektur der Probenposition versagt hat. Für längere Messungen konnte somit keine stabile Probenposition mehr gewährleistet werden. Diese zeitliche Begrenzung ist für die im Folgenden vorgestellten orts aufgelösten EDX-Messungen ein entscheidender Nachteil und führt unter anderem dazu, dass nur qualitative Aussagen getroffen werden können.

Bei Betrachtung des Summenspektrums fällt auf, dass auch ein Strontium-Peak (bei

ca. 1.8 keV) vorhanden ist. Daraus lässt sich schlussfolgern, dass die Eindringtiefe der Elektronen mehr als 400 nm beträgt, so dass auch Röntgenquanten des Substrates erzeugt bzw. detektiert werden können. Um eine Vorstellung über das Eindringverhalten der Elektronen zu erlangen, ist eine Monte Carlo Simulation der Elektronenpfade mit dem Programm CASINO 2.42 durchgeführt worden [Hov02].

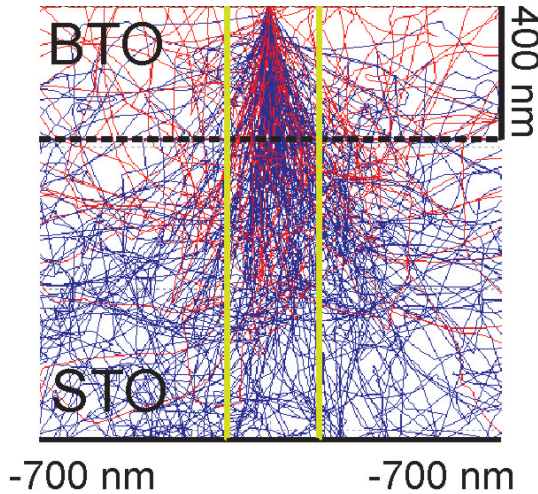


Abbildung 4.8: Monte Carlo Simulation der Elektronenpfade in einer 400 nm BTO -Schicht auf einem STO -Substrat. Mit rot/blau sind die Pfade rückgestreuter/absorbierter Elektronen markiert.

Für die Simulation sind die Parameter der Messung verwendet worden, dass heißt die Elektronen treffen mit einer Energie von 20 keV senkrecht auf die Probenoberfläche auf. Die Probe wiederum besteht aus einer 400 nm dicken BTO -Schicht, die sich auf einem STO -Substrat befindet. Das simulierte Bild zeigt nicht den gesamten Simulationsbereich, sondern nur einen Ausschnitt, der für die weitere Diskussion von Bedeutung ist. Die Elektronenpfade sind in blau und rot dargestellt. Wobei mit blau die Pfade der transmittierten bzw. absorbierten Elektronen markiert sind, beziehungsweise rote Pfade rückgestreute Elektronen anzeigen. Röntgenquanten können jedoch von beiden Sorten Elektronen erzeugt werden, deshalb ist die Farbcodierung von keiner weiteren Bedeutung. Durch die Simulation wird bestätigt, dass die Eindringtiefe der Elektronen größer als die 400 nm der BTO -Schicht ist. Deshalb ist auch eine Erzeugung von Röntgenquanten im Substrat möglich, was den Strontium-Peak im Summenspektrum erklärt.

Eine weitere Erkenntnis aus der Simulation ist, dass der Elektronenstrahl schon im BTO aufgeweitet wird. So hat der Elektronenstrahl an der Grenze $BTO - STO$ bereits einen Durchmesser von ca. 300 nm (durch die grünen Linien markiert). Ähnlich sieht es für die hier nicht gezeigte Simulation einer CFO -Schicht aus. Daher ist eine quantitative Analyse für Strukturen, die kleiner als 300 nm sind nicht möglich. Werden diese Strukturen mit dem Primärstrahl beschossen, dann entstehen unvermeidlich auch Röntgenquanten, deren Ursprung außerhalb der Struktur liegt.

Für die Säulenstrukturen des Nanokomposites ist in Abschnitt 4.1.1 eine laterale Ausdehnungen von $50 - 100\text{ nm}$ bestimmt worden. Aus diesem Grund ist keine eindeutige laterale Zuordnung der einzelnen Elemente möglich. Jedoch sollte ein Unterschied in der Anzahl der Röntgenquanten existieren, je nachdem auf welches Material der Primärstrahl auftrifft. Um dies zu überprüfen, wird die gleiche Art der Messung durchgeführt wie zuvor für das Summenspektrum, allerdings wird ein anderes Auswertungsverfahren verwendet. Sind zuvor die detektierten Intensitäten der Röntgenquanten aller abgerasterten Punkte des SEM-Bildes aufaddiert worden, wird nun die Intensität für jeden Punkt getrennt addiert. Das heißt, für jeden Rasterpunkt des SEM-Bildes wird ein separates Summenspektrum erstellt, das im Idealfall nur Informationen dieses Punktes enthält. Somit benötigt diese Art der Messung eine wesentlich längere Zeit, um eine hinreichende Intensitätsverteilung zu erreichen. Es ist nun auch ersichtlich warum eine stabile Probenposition zwingend notwendig ist, da sich sonst die Rasterpunkte auf der Probenoberfläche verschieben. Dieses Verfahren wird "Mapping"⁴, da es bei geeigneten Proben eine orts aufgelöste Analyse der chemischen Zusammensetzung des Probenmaterials liefert.

Das Resultat eines EDX-Mapping an der Nanokompositprobe ist in Abb. 4.9 dargestellt. Dort zeigt a.) ein SEM-Bild des Bereich, der im Folgenden mittels EDX-Mapping untersucht worden ist. Durch die schon diskutierten Kohlenstoffablagerungen ist die Messzeit sehr beschränkt gewesen, was wiederum auf Grund der geringen Statistik zu einem schlechten Auflösungsvermögen führt. Um trotz dieser geringen Zeit und des mangelnden örtlichen Auflösungsvermögen einen klaren chemischen Kontrast herzustellen, wird in b.) nur das EDX-Bild der Eisenkonzentration gezeigt. Dabei gilt für die Farbcodierung, dass an schwarzen Bildpunkten keine Röntgenquanten von Eisenatomen detektiert worden sind. Im Gegensatz dazu lassen sich in roten Bereichen eine erhöhte Anzahl (bis zu einem Maximum von 43) von Röntgenquanten dem Eisen zuordnen. Die roten Bereiche können eindeutig mit den geordneten Strukturen aus dem SEM-Bild in Zusammenhang gebracht werden. Zur besseren Vergleichbarkeit sind in beiden Bildern drei Strukturen mit Zahlen versehen. Bzw. in c.) ist die EDX-Aufnahme halb transparent über das SEM-Bild gelegt worden.

Als Fazit der EDX-Messungen an der Nanokompositprobe kann festgestellt werden, dass zwar kein sicherer Beweis für den Zusammenhang zwischen den geordneter Strukturen und dem CoFe_2O_4 erbracht werden konnte, aber im Hinblick auf das bekannte Wachstum (siehe Abschnitt 3.2.2.3) und Angaben aus der Literatur (siehe Abschnitt 4.1.1) ein klarer Hinweis erbracht worden ist, dass die Strukturen zum eine Säulengeometrie aufweisen und zum anderen aus CoFe_2O_4 bestehen.

⁴Deutsch: Kartographieren

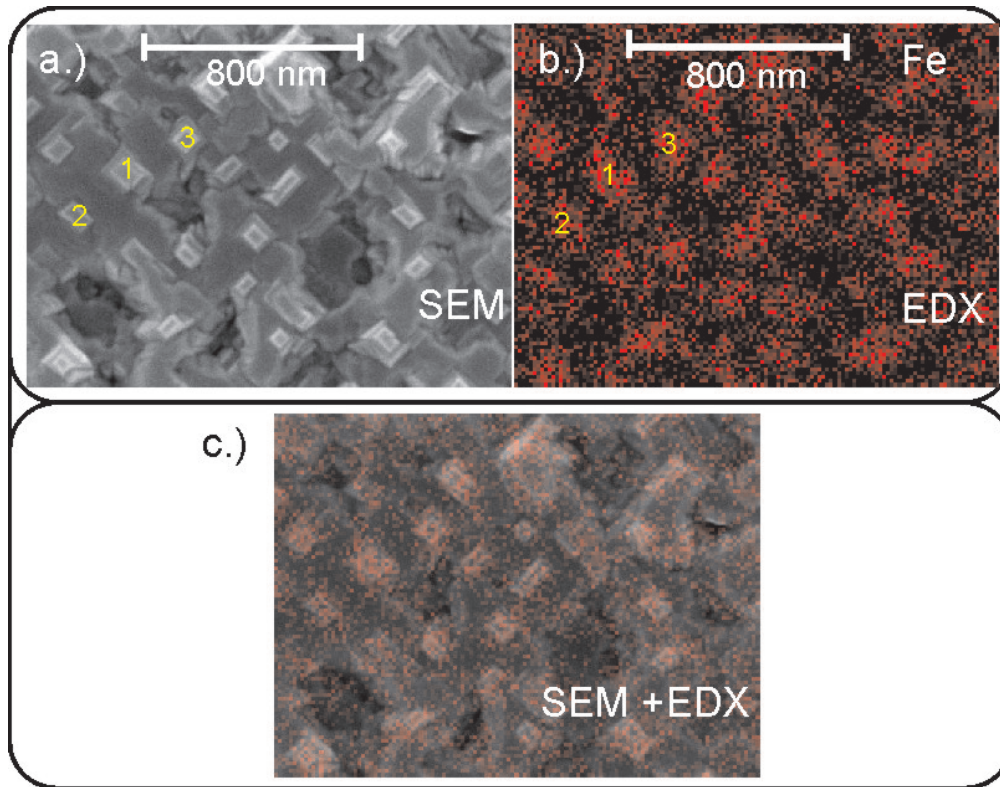


Abbildung 4.9: a.) SEM-Bild eines Probenbereichs, bevor an diesem ein EDX-Mapping durchgeführt worden ist. b.) EDX-Mapping der Eisenkonzentration, wobei an schwarzen Bildpunkten kein Eisen festgestellt werden konnte und rot eine erhöhte Konzentration darstellt. c.) SEM und EDX Bild überlagert, um eine Korrelation zwischen roten Bereichen und den geordneten Strukturen zu verdeutlichen.

4.1.3 Magnetische Eigenschaften

Um die magnetischen Eigenschaften der Nanokompositprobe zu charakterisieren sind zwei verschiedene Techniken angewandt worden. Zum einen ist das Streufeld und damit auch die Ausrichtung der Magnetisierung der $CoFe_2O_4$ Säulen bzw. die Domänenstruktur des Nanokomposites in Remanenz mittels MFM untersucht worden. Zum anderen konnte der Betrag der Sättigungsmagnetisierung und das Ummagnetisierungsverhalten durch Hysterese-Messungen an einem SQUID bestimmt werden.

4.1.3.1 Orientierung der Magnetisierung im remanenten Zustand

Durch die Bestimmung des magnetischen Streufeldes des Nanokomposites im remanenten Zustand können Rückschlüsse auf die Orientierung der Magnetisierung des

CoFe_2O_4 gezogen werden. Dadurch lässt sich eine Aussage über die magnetisch leichte Richtung der Probe machen. Zur Abbildung des Streufeldes ist die MFM verwendet worden, wobei dies nur eine Erweiterung, des zuvor erwähnten, XE-70 AFM ist. Die Grundlagen für diese spezielle Detektionsmethode sind in der Literatur ausführlich beschrieben [Hen07]. Um solch eine Art der Messung durchzuführen, werden besondere AFM-Spitzen benötigt, für die hier gezeigten Aufnahmen sind NSC18-Co-Cr Spitzen von der Firma Mikromasch [NSC].

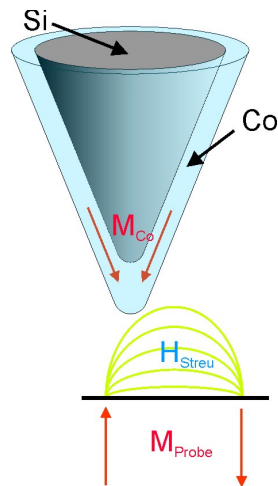


Abbildung 4.10: Schematische Darstellung der Probe-Spitzen-Wechselwirkung während einer MFM-Messung. Die ausgerichtete Magnetisierung der Kobaltschicht auf der MFM-Spitze wird durch das Streufeld der Magnetisierung innerhalb der Probe beeinflusst. Es wirken attraktive bzw. repulsive Kräfte auf die Spitze. Diese bilden das Messsignal, indem die daraus resultierende Verbiegung des Cantilevers bestimmt wird.

Diese bestehen aus einem gewöhnlichen Silizium-cantilever⁵ mit einer konisch geformten Spitze. Diese ist mit einer 60 nm dicken polykristallinen Co -Schicht überzogen, die wiederum von 20 nm Cr vor Oxidation geschützt ist. Wird die Magnetisierung des Co vor der Messung mit Hilfe eines äußeren Magnetfeldes in Richtung der Spitze orientiert, lässt sich der gesamten Spitze eine makroskopische Magnetisierung zuweisen. Befindet sich die Spitze nun in einem magnetischen Streufeld, welches von einer unbekannten Magnetisierung innerhalb einer Probe erzeugt wird, entsteht eine magnetische Wechselwirkung zwischen Probe und Spitze. Diese führt zu einer Verbiegung des Cantilevers und somit zu einem detektierbaren Signal. Für diese Messmethode wird das AFM im “non contact”-Modus betrieben. Um die Messempfindlichkeit zu erhöhen schwingt der Cantilever mit seiner geometrisch bedingten Eigenfrequenz. Die Spitze rastert die Oberfläche der Probe ab. Treten auf Grund von attraktiver bzw. repulsiver Wechselwirkung Abweichungen der Eigenfrequenz auf, werden diese farbcodiert in einem Bild wiedergegeben. Abb. 4.11 zeigt sowohl den magnetischen Kontrast, als auch die topographische Information des untersuchten Bereiches.

Es ist durchaus möglich, mit der magnetischen MFM-Spitze auch die remanente Konfiguration der Probe zu verändern.

⁵Deutsch: Biegebalken

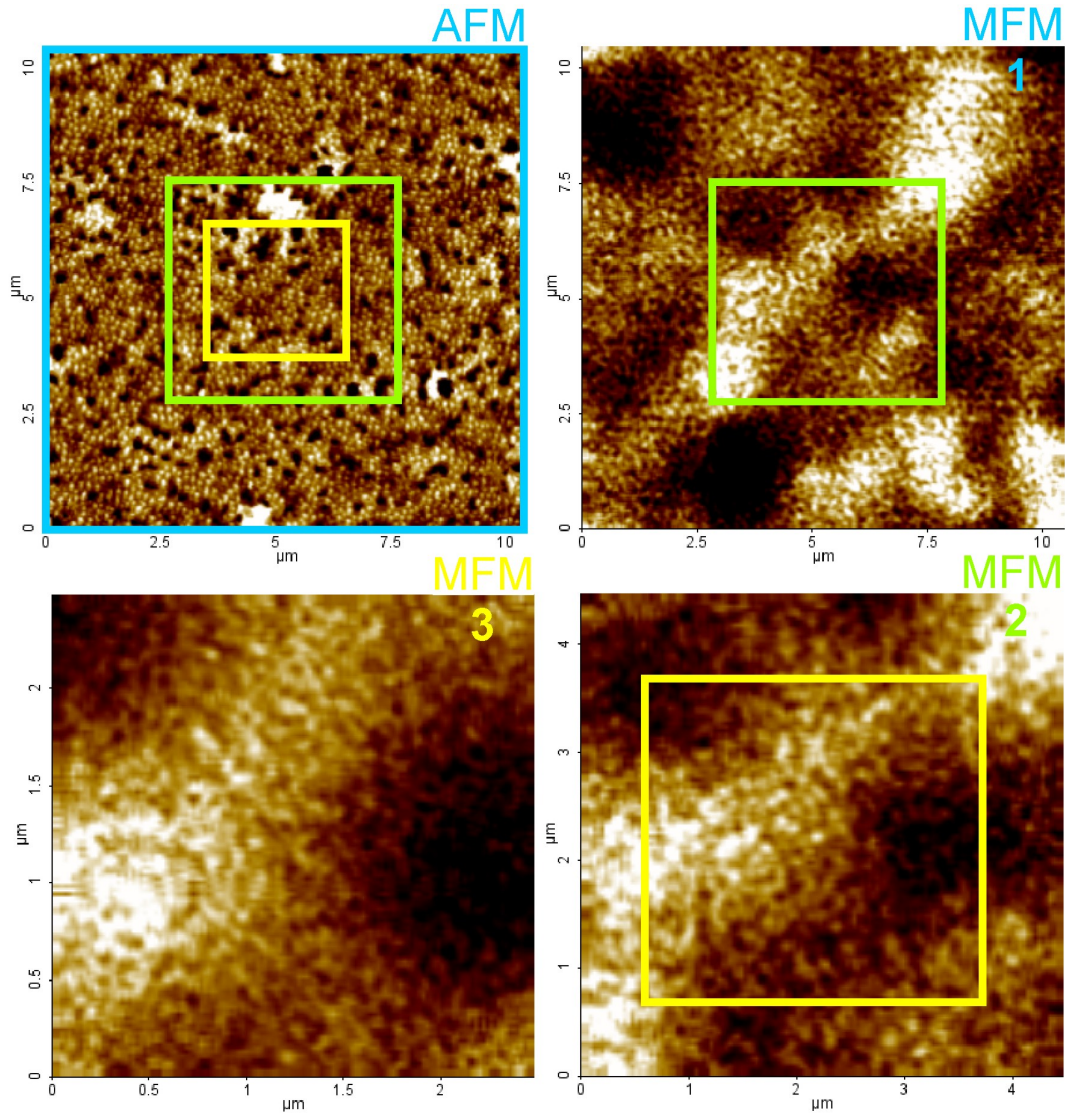


Abbildung 4.11: AFM bzw. MFM-Messungen der Nanokompositprobe. Es sind mehrere MFM-Messungen durchgeführt worden, wobei der Detektionsbereich verkleinert worden ist (MFM 1 > 2 > 3). Die farbigen Rechtecke markieren, den jeweiligen kleineren Bereich in den entsprechenden Bildern. MFM-1 und AFM zeigen für den gleichen Bereich den magnetischen Kontrast bzw. die Topographie.

Dies lässt sich z.B. für einen Fall beobachten, indem der Abstand zwischen Probe und Spitze gering ist [Has09]. Daher sind zunächst alle MFM-Aufnahmen entstanden, bevor zum Schluss der Messreihe der Abstand verringert worden ist, um die Topographie zu bestimmen.

Die AFM-Aufnahme in Abb. 4.11 zeigt die gleiche Oberflächenstruktur, wie sie auch schon in Abschnitt 4.1.1 beschrieben worden ist. Deutlich sind die aus der $BaTiO_3$ -Matrix ragenden $CoFe_2O_4$ -Säulen sichtbar, jedoch ist mit einem gewählten Bereich von $10.5 \cdot 10.5 \mu m^2$ die laterale Auflösungsgrenze der Säulen nahezu erreicht. Die Aufnahme setzt sich aus $128 \cdot 128$ Pixeln zusammen, somit sind in einem Pixel Informationen von $\approx 82 \cdot 82 nm^2$ enthalten. Dies entspricht ungefähr den Dimensionen einer Säule.

Der aus diesem Bereich stammende magnetische Kontrast ist im Bild MFM-1 dargestellt. Dort sind eindeutig schwarze/weiße Bereiche abgebildet, es existiert also ein magnetisches Streufeld, welches aus der Probenebene gerichtet ist. Auf Grund dieses Bildes lässt sich schlussfolgern, dass die Mehrzahl der Säulen in Remanenz eine magnetisch leichte Richtung in $[001]$ aufweist und sich eine Domänenstruktur innerhalb der Probe gebildet hat. Diese Konfiguration ist der zu erwartenden Zustand für ungestörte $CoFe_2O_4$ -Säulen. Für dieses System wird sowohl durch die Formanisotropie als auch durch die Magnetostriktion eine Orientierung entlang der Säulenachse favorisiert (dies wird genauer im folgenden Abschnitt diskutiert).

Um den magnetischen Kontrast einer Säule auflösen zu können, ist der abgerasterte Bereich reduziert worden. Es sind Aufnahmen mit $4.5 \cdot 4.5 \mu m^2$ (MFM-2) und $2.5 \cdot 2.5 \mu m^2$ (MFM-3) erstellt worden. Die wiederholten Messungen zeigen keine Veränderung in der Struktur des magnetischen Kontrastes, daher kann davon ausgegangen werden, dass eine Beeinflussung der Probe durch die Spitze ausgeschlossen ist. Allerdings sind auch in den Aufnahmen von MFM-2 und MFM-3 keine Informationen einzelner Säulen zu erkennen. Die Probe scheint also große Bereiche aufzuweisen, in denen die Magnetisierungen aller Säulen parallel ausgerichtet sind. Diese lassen sich mit der verwendeten Spitzensorte und dem Betriebsmodus des MFM nicht näher bestimmen.

4.1.3.2 Magnetische Hysteresemessungen zur Bestimmung der Sättigungsmagnetisierung und eines Anisotropiefeldes

Aus dem vorherigen Abschnitt ist bekannt, dass die Säulen eine leichte Richtung der Magnetisierung in $[001]$ Richtung aufweisen. Jedoch lässt sich die Ursache und Größe dieser Anisotropie nicht anhand der MFM-Aufnahmen feststellen. Aus diesem Grund ist ein weiteres Experiment durchgeführt worden, mit dem das hysteretische Verhalten der $CoFe_2O_4$ -Säulen untersucht worden ist. Eine typische Messung zur Bestimmung der Hysterese eines Systems ist die Bestimmung der $M(H)$ -Kurve. Dabei wird das System einem im Betrag variablen äußeren Magnetfeld H ausgesetzt und die parallel dazu liegende Komponente der Magnetisierung des Systems bestimmt. Typischerweise wird für ein solches Messverfahren ein SQUID verwendet, wobei bei diesem die Messgröße

nicht direkt die Magnetisierung M der Probe ist, sondern deren magnetischer Fluss Φ . Ist der magnetische Fluss bekannt, lässt sich daraus eine magnetische Induktion B bestimmen, deren Ursprung das gesamte magnetische Moment μ der Probe darstellt. Ist das magnetische Volumen V der Probe bekannt, so besteht die Möglichkeit die Magnetisierung zu berechnen. Eine detaillierte Beschreibung dieser Messtechnik ist in der Literatur zu finden [Las05, Ban00].

Für die in Abb. 4.12 gezeigten Messungen ist ein SQUID der Firma Quantum Design Typ MPMS-5S verwendet worden. Dabei sind Messungen in unterschiedlichen geometrischen Orientierungen vom externen Magnetfeld gegenüber der Probe vorgenommen worden. Die zuvor diskutierten MFM-Messungen zeigen, dass die leichte Richtung der Magnetisierung parallel zur Flächennormalen der Probenoberfläche ausgerichtet ist. Daher ist das externe Feld sowohl in diese ausgezeichnete Richtung als auch um 90° dazu gedreht angelegt worden.

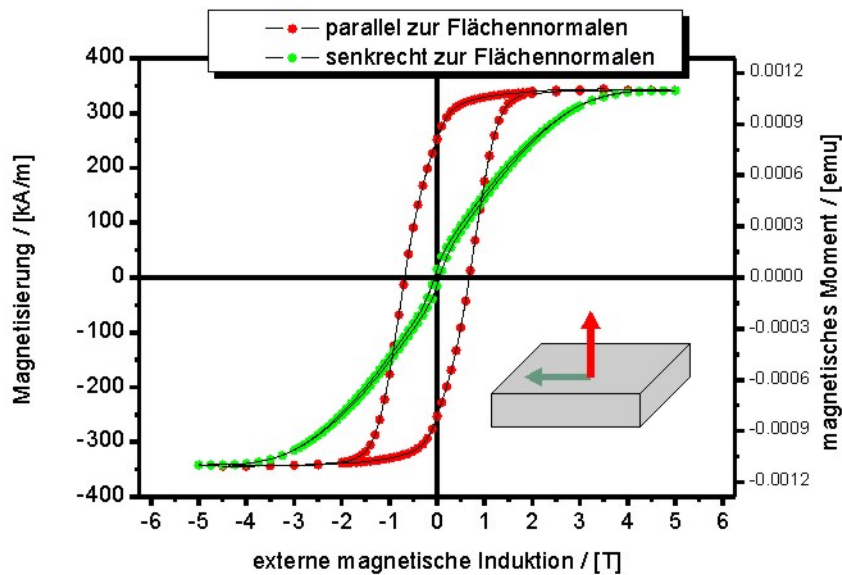


Abbildung 4.12: SQUID-Messungen zeigen das $M(H)$ -Verhalten des Nanokomposits in unterschiedlichen Orientierungen (durch den Inset verdeutlicht).

Für die Darstellung ist der Messungen ist der diamagnetische Untergrund durch eine lineare Funktion abgezogen worden. Die y -Achse auf der rechten Seite gibt das daraus resultierende gesamte magnetische Moment der Probe an. Damit aus diesem ein Wert

für die Magnetisierung berechnet werden kann, muss man das magnetische Volumen abschätzen.

$$0.35 \cdot ((5 \cdot 5 - 2) \cdot 10^{-6} \text{ m}^2) \cdot 400 \cdot 10^{-9} \text{ m} = 3.22 \cdot 10^{-12} \text{ m}^3 = 3.22 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3$$

Die Kantenlänge des quadratischen Substrates beträgt 5 mm mit einer 400 nm dicken Nanokompositschicht darauf, allerdings befindet sich nicht auf der gesamten Oberfläche ein Film, da während des Aufdampfprozesses eine Halteklammer einen Bereich abgedeckt hat. Dieser Bereich wird in der Rechnung mit 2 mm^2 berücksichtigt. Des Weiteren muss auch die materielle Zusammensetzung des Targets einbezogen werden. Da die PLD eine Stöchiometrie erhaltende Methode ist, wird davon ausgegangen, dass auch der aufgedampfte Film zu 35 % aus magnetischen CoFe_2O_4 besteht. Durch Division dieses Volumens und Umrechnung der Einheiten in das SI-System ($1 \text{ emu} = 0.001 \text{ A} \cdot \text{m}^2$) erhält man die Magnetisierungsachse.

Auf Grund dieser Messungen kann für die Sättigungsmagnetisierung ein Wert von $M_s \approx 335 \text{ kA/m}$ bestimmt werden. Ein Vergleich mit der Literatur liefert eine Sättigungsmagnetisierung von $M_s = 350 \text{ kA/m}$ für ein entsprechendes Nanokomposit [Zhe04b] bzw. $M_s = 523 \dots 255 \text{ kA/m}$ für Schichtsysteme [Rig09]. Die Hysteresekurve, welche senkrecht zur Oberflächennormalen aufgenommen worden ist, zeigt die Charakteristika einer schweren Richtung der Magnetisierung. Im remanenten Zustand ist das magnetische Moment in dieser Richtung gering (12 kA/m), es ist nur ein kleines Koerzitivfeld (0.03 T) messbar. Um die Magnetisierung in diese Richtung zu orientieren, muss ein hohes externes Feld ($\approx 4.5 \text{ T}$) angelegt werden. Anderes verhält sich die Hysteresekurve bei der Messung parallel zur Oberflächennormalen. In diesem Fall lässt sich im remanenten Zustand schon eine Magnetisierung der Probe feststellen, die $\approx 75 \%$ der Sättigungsmagnetisierung entspricht und das Koerzitivfeld ist mit 0.67 T wesentlich höher als zuvor. Diese Messung unterstützt das Ergebnis der MFM-Messungen, welche gezeigt hat, dass das System eine leichte Richtung der Magnetisierung in $[001]$ aufweist.

Durch die Messung der Hysteresekurven konnte eine starke uniaxiale Anisotropie in dem System festgestellt werden. Eine Extrapolation des linearen Bereiches der Hysteresekurve in der schweren Richtung führt zu einer Abschätzung des Anisotropiefeldes von $\approx 3.3 \text{ T}$. Im Folgenden wird der Ursprung dieser Anisotropie diskutiert. Durch die Form der CoFe_2O_4 Säulen existiert eine Vorzugsrichtung der Magnetisierung entlang der Säulenachse. Da die Geometrie der Säulen durch die vorherige Charakterisierung bekannt ist, lässt sich durch eine Rechnung das Formanisotropiefeld bestimmen. Um die Rechnung möglichst zu vereinfachen, werden die Säulen als gestreckte Ellipsoiden angenommen, so dass die Entmagnetisierungsfaktoren $N_{x,y,z}$ über die Probe als konstant angenommen werden können. Für eine Abschätzung der Größenordnung des Formanisotropiefeldes ist diese Annahme durchaus gerechtfertigt, auch wenn in Abschnitt 2.6.1

gezeigt wurde, dass N durchaus örtlich variieren kann. Die Entmagnetisierungsfaktoren eines gestreckten Ellipsoiden lassen sich durch folgende Gleichungen berechnen [Osb45].

$$N_{x,y} = \frac{m}{2(m^2 - 1)} \left[m - \frac{1}{2\sqrt{m^2 - 1}} \cdot \ln \left(\frac{m + \sqrt{m^2 - 1}}{m - \sqrt{m^2 - 1}} \right) \right] \quad (4.2)$$

$$N_z = \frac{1}{m^2 - 1} \left[\frac{m}{2\sqrt{m^2 - 1}} \cdot \ln \left(\frac{m + \sqrt{m^2 - 1}}{m - \sqrt{m^2 - 1}} \right) - 1 \right] \quad (4.3)$$

Um diese Gleichungen in der Form verwenden zu dürfen, muss die lange Achse c des Ellipsoiden in Richtung der z -Achse eines euklidischen Koordinatensystems orientiert sein und die beiden kurzen Achsen müssen die gleiche Länge $a = b$ aufweisen. Die Grundfläche der Säulen wird daher als quadratisch angenommen. $m = c/a$ gibt das Verhältnis zwischen der langen und kurzen Achse des Ellipsoiden an. Durch die zuvor durchgeführten AFM-Messungen ist dieses Verhältnis bekannt $m = 4 \dots 8$ (4 für $a = 100 \text{ nm}$ und 8 für $a = 50 \text{ nm}$ mit $c = 400 \text{ nm}$).

Mit der Kenntnis von N lässt sich das Entmagnetisierungsfeld berechnen (siehe Gleichung (2.35)). Aus der Differenz der Entmagnetisierungsfelder in leichter bzw. schwerer Richtung lässt sich das Formanisotropiefeld bestimmen.

$$H_{Form} = M_s \cdot (N_x - N_z) \quad B_{Form} = \mu_0 \cdot M_s \cdot (N_x - N_z) \quad (4.4)$$

	N_x	N_z	$B_{Form}/[T]$
$m = 4$	0.4623	0.0754	0.1629
$m = 5.7$	0.4768	0.0465	0.1811
$m = 8$	0.4858	0.0284	0.1925

Tabelle 4.2: Die aus den vorherigen Gleichungen berechneten Induktionswerte zur Überwindung der Formanisotropie. Es sind unterschiedliche Kantenlängen einer quadratischen Säulengrundfläche verwendet worden.

Auf Grund der Übersichtlichkeit sind die Werte in Tabelle 4.2 gerundet worden. Selbst bei einem hohen Aspektverhältnis von $m = 8$ (die Säulen mit der kleinsten Grundfläche) sollte die Magnetisierung der Säulen, bei einer externen magnetischen Induktion von 200 mT in schwerer Richtung, den Sättigungswert erreicht haben. Somit ist die Formanisotropie nur zu einem Anteil von $< 7\%$ für das aus den Hysteresedaten bestimmte Anisotropiefeld verantwortlich. Durch die getroffenen Annahmen, die zu diesen Ergebnissen geführt haben, ist eine genaue Bestimmung des Anteils der Formanisotropie nicht möglich. Schon die hohe Variation in der Größenverteilung (siehe Oberflächenbeschaffenheit Abschnitt 4.1.1) erschwert dies erheblich, allerdings ändert sich dadurch nicht die Größenordnung des Ergebnisses, so dass die 7% als eine Ober-

grenze angesehen werden können. Im Anhang 6.20 ist gezeigt, dass die Annahme von konstanten Entmagnetisierungsfaktoren gerechtfertigt ist, jedoch auch zu einem Fehler führt. Dort werden die berechneten Werte mit mikromagnetischen Simulationen verglichen, deren Entmagnetisierungsfaktoren örtlich variabel sind. Die Ergebnisse der Tabelle zeigen, dass die Formanisotropie auf keinen Fall der einzige Ursprung für das gemessene Anisotropiefeld sein kann.

Daher wird im Folgend, als ein weiterer Beitrag zum Anisotropiefeld, eine uniaxiale Anisotropie diskutiert, die auf Grund der Magnetostriktion (siehe Abschnitt 2.6.3) hervorgerufen wird. Durch die Röntgenbeugungsexperimente (siehe Abschnitt 4.1.1.1) konnte gezeigt werden, dass die c-Achse der $CoFe_2O_4$ Kristalle um ca. 0.5 % gegenüber einem relaxierten kubischen Kristall gestaucht ist. Als Ursache dieser Stauchung wird die Gitterfehlانpassung zum $BaTiO_3$ vermutet (siehe Abschnitt 4.1.1.1), somit lässt sich die Stauchung als ein, von außen wirkender, Druck beschreiben. Dieser wiederum hat mittels der inversen Magnetostriktion einen Einfluss auf die Energielandschaft des Kristalls. Wie schon für das Formanisotropiefeld, wird im Weiteren die Größenordnung dieses Effektes abgeschätzt. Dafür wird die Annahme gemacht, dass die tensorielle Größe des Drucks nur eine Komponente aufweist $\underline{\sigma} \Rightarrow \sigma_{zz}$, welche parallel zur c-Achse ausgerichtet ist. Dies vereinfacht den allgemeinen Ausdruck für die magnetoelastische Energiedichte der inversen Magnetostriktion (siehe Gleichung (6.42)) erheblich.

$$F_{magel} = -\frac{3}{2}\lambda_{[100]}\sigma_{zz} \left(\cos^2(\Phi) - \frac{1}{3} \right) \quad \text{mit} \quad \cos(\Phi) = \alpha_z \cdot \gamma_z \quad (4.5)$$

Die Größe von σ_{zz} kann mit Hilfe des Young'schen Modulus Y beschrieben werden.

$$\sigma = Y \cdot \varepsilon \quad (4.6)$$

Für die folgenden Berechnungen ist $Y = 188.4 \cdot 10^9 \text{ Pa}$ [Li91] verwendet worden. ε wurde schon zuvor mit $\varepsilon = (a - a_{relax}) / a_{relax} = -0.005$ bestimmt. In den theoretischen Grundlagen über die Magnetostriktion (siehe Abschnitt 2.6.3) sind zwar unterschiedliche Beträge für Magnetostriktionskonstante $\lambda_{[100]}$ aufgeführt worden, allerdings sind diese alle negativ. Deshalb ist für diesen Fall $\Phi = 0^\circ$ die leichte Richtung der Magnetisierung bzw. ist $\Phi = 90^\circ$ die schwere Richtung, woraus eine Differenz in der Energiedichte folgt.

$$\Delta F_{magel} = F_{magel}(90^\circ) - F_{magel}(0^\circ) = \frac{3}{2}\lambda_{[100]} \cdot Y \cdot \varepsilon \quad (4.7)$$

Zwischen dem Anisotropiefeld und dieser Differenz besteht der Zusammenhang [Suz99].

$$B_{magel} = \frac{2 \cdot \Delta F_{magel}}{M_s} = \frac{3 \cdot \lambda_{[100]} \cdot Y \cdot \varepsilon}{M_s} \quad (4.8)$$

Die folgende Tabelle zeigt die, auf diesen Grundlagen berechneten, Anisotropiefelder

für verschiedene $\lambda_{[100]}$, wobei diese Werte in den theoretischen Grundlagen (Abschnitt 2.6.3) vorgestellt worden sind.

$\lambda_{[100]}/[10^{-6}]$	-200	-350	-600	-670
$B_{magel}/[T]$	1.546	2.955	5.055	5.657

Tabelle 4.3: Die berechneten Induktionen, die zur Überwindung der, durch Magnetostriktion induzierten, uniaxialen Anisotropie benötigt werden.

Im Gegensatz zur Formanisotropie sind alle berechneten Induktionen der Magnetostriktion im Bereich von T und sind somit die wesentliche Ursache für die aus der Messung bestimmten $3.3 T$ des Anisotropiefeldes. Auf Grund der doch sehr verschiedenen Literaturwerte für $\lambda_{[100]}$ kann nicht ausgeschlossen werden, dass noch weitere Faktoren für das Anisotropiefeld existieren. Geht man jedoch von dem Ergebnis von $\lambda_{[100]} = -350 \cdot 10^{-6}$ aus und addiert noch $0.2 T$ der Formanisotropie hinzu, resultiert daraus ein Anisotropiefeld von $\approx 3.2 T$, welches durchaus die Messung vollständig erklären würde.

4.2 Elastische Kopplung zwischen $BaTiO_3$ und $CoFe_2O_4$

Bisher wurden ausschließlich die magnetischen Eigenschaften der $CoFe_2O_4$ -Säulen betrachtet, die im Wesentlichen von der Magnetostriktion beeinflusst werden. Im Abschnitt 4.1 über die Charakterisierung des Systems wurde gezeigt, dass diese Säulen in einer $BaTiO_3$ -Matrix eingebettet sind. An den Grenzflächen zwischen den Säulen und der Matrix besteht eine elastische Kopplung der beiden Phasen, so dass Manipulationen an einer Phase auch Auswirkungen auf die jeweils andere Phase haben muss. Im Rahmen dieser Arbeit ist diese elastische Kopplung untersucht worden. Dazu wurde die Magnetisierung der $CoFe_2O_4$ -Säulen in unterschiedliche Richtungen orientiert. Bedingt durch die hohe Magnetostriktion des $CoFe_2O_4$ erreicht man eine Gitterverzerrung der Säulen, die sich auch auf die umgebende Matrix überträgt. Diese strukturellen Änderungen sind mittels elementspezifischer Röntgenabsorptionsmessungen untersucht und in der Literatur veröffentlicht worden [SA13].

Alle im Folgenden vorgestellten Messungen sind an der Strahlungsquelle⁶ UE46-PGM1 des Elektronenspeicherrings des Helmholtzzentrums Berlin (HZB-BESSY II) durchgeführt worden. Die Messapparatur an dieser beamline ermöglicht es, die Probe in ein homogenes Magnetfeld zu bringen, während gleichzeitig auf die Probenoberfläche Röntgenstrahlung auftrifft. Die Nanokompositprobe wurde bei Zimmertemperatur unter zwei verschiedenen Einfallsgemetrien bestrahlt, welche in Abb. 4.13 schematisch dargestellt sind. Für die Messungen ist ausschließlich linear polarisiertes Röntgen-

⁶Zumeist mit dem englischen Begriff: “beamline” bezeichnet.

licht mit zwei verschiedenen Polarisationsrichtungen verwendet worden. Die beiden Polarisierungen schließen einen Winkel von 90° ein.

Im Experimente wurde jedoch nicht die Richtung des Röntgenstrahls verändert, sondern es bestand die Möglichkeit die Probe um die eigene Achse zu rotieren. Fällt das Röntgenlicht parallel zur Flächennormalen der Probenoberfläche ein (wie in Abb. 4.13 a.), befinden sich die beiden Polarisationsachsen des Röntgenlichtes (definiert durch die Richtung des Vektors der elektrischen Feldstärke, kurz: E-Feldvektor) in der x - y -Ebene. Sei zunächst angenommen, die beiden Vektoren befänden sich entlang der Hauptachsen x bzw. y . Wie im Weiteren gezeigt wird, ist das nicht zwingend notwendig, jedoch erleichtert es das Verständnis zur Signalentstehung.

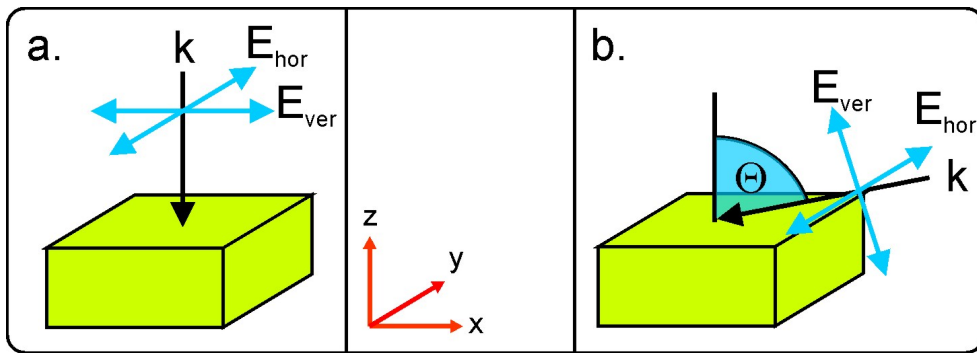


Abbildung 4.13: Schematische Darstellung der beiden verwendeten Messgeometrien bezüglich der Probenoberfläche. a zeigt den Fall des Röntgenlichts, das senkrecht auf die Oberfläche trifft. b zeigt streifend einfallendes Röntgenlicht, wobei der Winkel zur Flächennormalen $\Theta = 60^\circ$ entspricht. Zusätzlich sind die Polarisationsrichtungen des Vektors der elektrischen Feldstärke für das verwendete linear polarisierte Licht eingezeichnet.

Wie in den theoretischen Grundlagen (Abschnitt 2.9.1) beschrieben worden ist, hängt der Grad der Absorption in einem Material von der elektronischen Zustandsdichte (im Weiteren nur noch Zustandsdichte benannt) in Richtung des E-Feldvektors der Röntgenstrahlung ab. Somit sind die Ergebnisse in dieser Messgeometrie ausschließlich auf die Zustandsdichten in der x - und y -Richtung zurück zu führen. Um Informationen über die Zustandsdichte in z -Richtung zu erhalten, wäre ein Einfallswinkel der Röntgenstrahlung parallel zur Probenoberfläche (90° zur Flächennormalen) wünschenswert. Auf Grund von technischen Einschränkungen der Strahlungsquelle bestand allerdings nur die Möglichkeit einen Winkel von 60° zur Flächennormalen einzustellen, wie es in Abb. 4.13 b. dargestellt ist. Allgemein wird bei solch einer Einfallsgometrie von einer Messung unter streifenden Einfall gesprochen. Die Skizze macht deutlich, dass in dieser Messgeometrie eine Polarisationsrichtung existiert, die wie zuvor nur durch die y -Richtung beeinflusst wird. Jedoch wird die Absorption in der anderen Polarisationsrichtung nicht ausschließlich durch die Zustandsdichte in z -Richtung bestimmt, sondern

sie enthält zusätzlich noch einen Anteil der x -Komponente. Dies ist ein wichtiger Punkt, der bei der späteren Interpretation der Messdaten Beachtung findet.

Zur Detektion der absorbierten Röntgenstrahlung wird an dieser beamline die Gesamtelektronenausbeute (total electron yield) [Stö92] gemessen. Diese Detektionsmethode ist sensitiv auf den Abfluss von Elektronen (diese Elektronen sind hauptsächlich in einem Sekundärprozess erzeugte Auger-Elektronen) aus der Probe bzw. das Messsignal ist die Ladung, die nachgeliefert werden muss, um die Probe elektrisch neutral zu halten. Da die Austrittstiefe der Auger-Elektronen nur wenige Nanometer beträgt, ist diese Methode nur oberflächensensitiv und es kann davon ausgegangen werden, dass in den Messungen keine Informationen über das Substrat enthalten sind.

Zunächst sind Nahkantensabsorptionsspektren (XANES⁷) für jedes im Nanokomposit vorkommende Element aufgenommen worden. Diese sind in Abb. 4.14 a. dargestellt. Sowohl von Ba , Ti , O , Co und Fe lassen sich die gemessenen Absorptionspeaks durch die jeweiligen interatomaren Übergängen identifizieren. Auf Grund der Probenzusammensetzung ist von weiteren Messungen an der Sauerstoffkante abgesehen worden. Da dieses Element sowohl in der Matrix, als auch in den Säulen vorhanden ist, wäre ein entsprechendes Messsignal immer eine Mischung, die ihren Ursprung in beiden Phasen des Nanokomposites hat.

Das dichroische Verhalten von Co und Fe ist zwar bestimmt worden, aber im Rahmen dieser Arbeit wird nicht weiter darauf eingegangen. Die Analyse des Messsignales dieser beiden Materialien ist nicht ohne weiteres möglich, da in deren Messsignal immer eine Mischung von natürlichen und magnetischen linear Dichroismus vorliegt (siehe Abschnitt 2.9.1).

Im Folgenden wird sich auf eine ausführliche Untersuchungen an den $L_{3,2}$ Absorptionskanten des Ti beschränkt. Diese Absorptionskanten entsprechen einem elektronischen Übergang von den besetzten $2p_{3/2}$ (L_3) bzw. $2p_{1/2}$ (L_2) Zuständen, in die unbesetzten $3d$ Zustände. Abb. 4.14 b. zeigt eine Vergrößerung des Bereiches um die Ti L_3 -Kante, wobei anhand der zwei getrennten Absorptionspeaks (benannt mit e_g und t_{2g}) eine energetische Aufspaltung dieses Übergangs zu erkennen ist. Der Grund für diese Aufspaltung findet sich in der Umgebung des Ti^{4+} -Ions.

Sei zunächst angenommen, das Ti^{4+} -Ion befinde sich im Zentrum eines unverzerrten Oktaeders, dessen Ecken von negativ geladenen Sauerstoffatomen gebildet werden (siehe Abschnitt 3.2.2.1). Diese Annahme setzt voraus, dass das $BaTiO_3$ in einer kubischen Kristallstruktur vorliegt, was für die Hochtemperaturphase $T > 120^\circ\text{C}$ gewährleistet ist. Das elektrische Feld, welches durch die umgebenen Atome erzeugt wird, nimmt Einfluss auf die energetische Lage der verschiedenen $3d$ -Orbitale. Die Struktur der unterschiedlichen $3d$ -Orbitale ist in Abb. 4.14 c. dargestellt. Die Orbitale d_{xz} , d_{yz} , d_{xy} werden zusammengefasst durch t_{2g} und benötigen eine geringere Anregungsenergie als die Orbitale d_{z^2} und $d_{x^2-y^2}$, welche e_g genannt werden.

⁷X-ray near edge structure

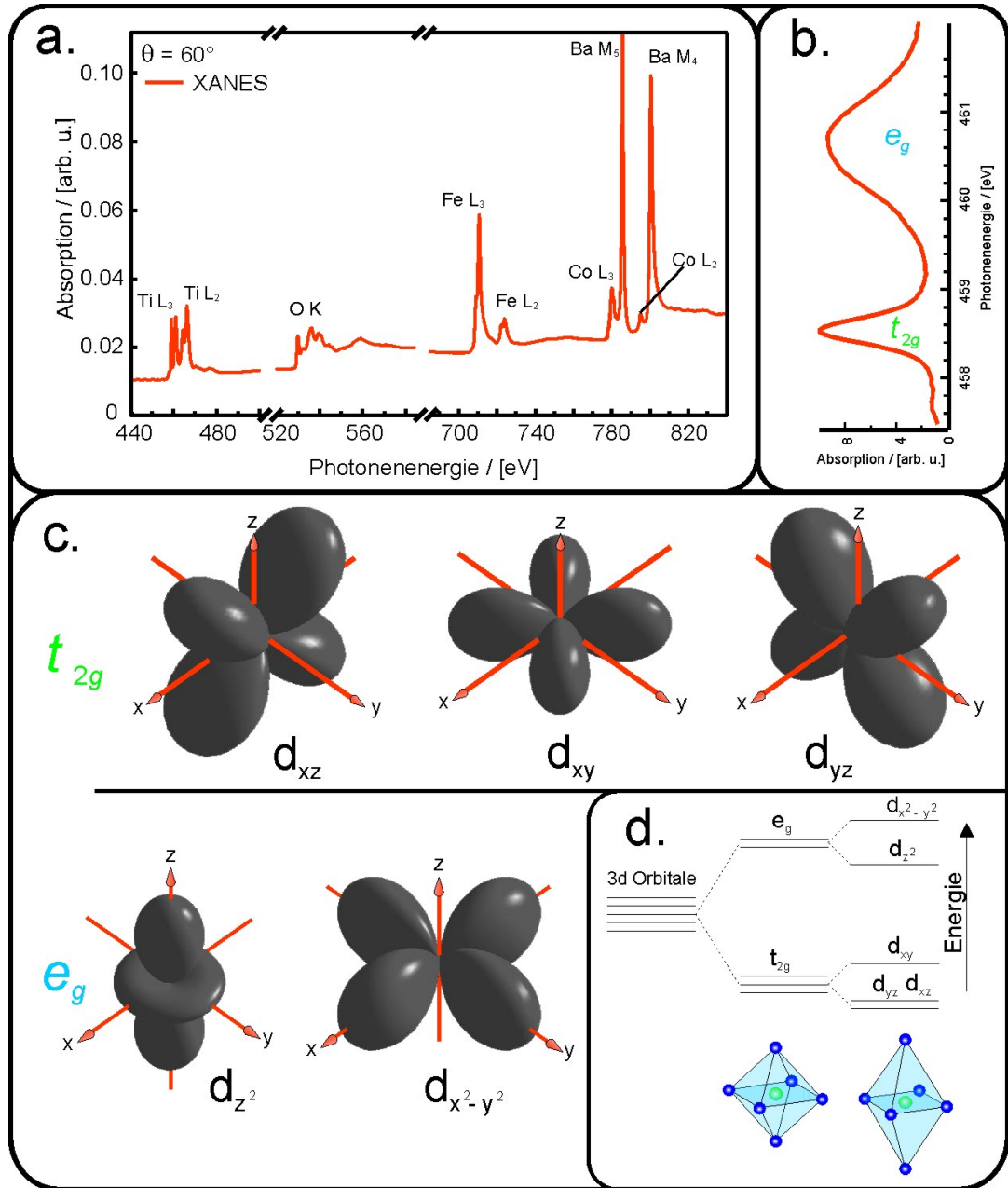


Abbildung 4.14: a. zeigt die, in einem Graphen zusammengefassten Messungen, der Absorptionskantenstruktur der im Nanokomposit vorhandenen Elemente bei streifendem Einfall. In b. ist der Bereich der L₃ Absorptionskante der Ti⁴⁺-Ionen vergrößert worden und die Absorptionspeaks sind den energetisch Übergängen in die verschiedenen 3d-Orbital zugeordnet, welche in c. schematisch dargestellt sind. Des Weiteren ist in d. die energetische Aufspaltung der Orbitale eines Ti⁴⁺-Ions in kubischer bzw. tetragonaler Umgebung skizziert [Pan11].

Selbige energetische Aufspaltung findet sich ebenfalls an der L_2 -Kante. Eine sehr einfache und anschauliche Erklärung (die jedoch keine Anspruch darauf hat, den Effekt vollkommen korrekt zu beschreiben) für die Aufspaltung der Anregungsenergie lässt sich durch die Betrachtung der Bindungsachsen der Orbitale herleiten. Wird ein Elektronen eines Ti^{4+} -Ions in ein e_g Orbitale angehoben, findet dies die höchste Zustandsdichte auf einer direkten Bindungsachse zu den umgebenden Sauerstoffatomen. Diese wiederum sind allerdings negative geladene Ionen, wodurch es dem Elektron auf Grund der Coulombwechselwirkung energetisch erschwert wird, in diese Art von Orbital angeregt zu werden. Andererseits sind die t_{2g} Orbitale so ausgerichtet, dass deren höchste Zustandsdichte zwischen die symmetrisch angeordneten O^{2-} -Ionen orientiert ist. In diesen Orbitalen ist der Abstand zwischen Sauerstoffionen und dem angeregten Elektron maximal, womit die benötigte Anregungsenergie geringer ist, als bei den e_g Orbitalen.

Wird der Oktaeder volumenerhaltend tetragonal verzerrt, wie es für das $BaTiO_3$ bei Zimmertemperatur der Fall ist, spalten die zuvor energetisch entarteten e_g und t_{2g} Orbitale weiter auf. Dies ist in Abb. 4.14 d. dargestellt. Besitzt ein Orbital eine signifikante Zustandsdichte in Richtung der Dehnungsachse ist nun der Abstand des Ti^{4+} -Ion zu den O^{2-} -Ionen größer und somit wird die Anregungsenergie verringert. Andererseits kontrahiert der Kristall in der Ebene senkrecht zur Dehnungsachse, was zur Folge hat, dass sich dort die O^{2-} -Ionen an das Ti^{4+} -Ion annähern und die Anregungsenergie der Orbitale erhöht wird, deren Zustandsdichte ausschließlich in der Kontraktionsebene zu finden ist. Die Energieunterschiede auf Grund der tetragonalen Verzerrung sind sehr gering ≈ 0.1 eV [Gru82], weshalb sie in der gezeigten XANES-Messung nicht aufgelöst werden konnten. Der linear Röntgendichroismus bietet jedoch die Möglichkeit genau diese Energieunterschiede zu untersuchen und sichtbar zu machen.

Am Beispiel der Form eines unbesetzten d_{z^2} Orbitales soll verdeutlicht werden, wie ein dichroisches Signal mit Hilfe von linear polarisierter Röntgenstrahlung detektiert werden kann. Angenommen ausschließlich dieses Orbital wird mit Röntgenstrahlung untersucht, deren E-Feldvektor zunächst parallel zur z -Achse orientiert sein soll. In dieser Konfiguration erhält man eine maximale Absorption der Strahlung, da die Zustandsdichte des Orbitales in z -Richtung sehr viel höher ist, als in der x - y -Ebene. Dem entsprechend ist die Absorptionsstärke eines z.B. in x -Richtung polarisierten Röntgenstrahls wesentlich geringer. Somit ist ersichtlich, dass die Differenz der beiden Intensitäten ein Maß für die Anisotropie der elektrischen Zustandsdichten ist.

Zunächst ist der lineare Dichroismus der Ti^{4+} -Ionen im remanenten Zustand bestimmt worden, wobei die Probe jedoch vor der Messung mit einem Feld von $3T$ in die magnetisch leichte Richtung aufmagnetisiert worden ist. Die Intensität eines dichroischen Signals ist wie folgt berechnet worden (siehe auch theoretischen Grundlagen Abschnitt 2.9.1.1).

$$I_{XLD} = I_{hor} - I_{ver} \quad (4.9)$$

$I_{hor,ver}$ entspricht dabei der Intensität des jeweiligen XANES-Spektrums, das mit horizontaler bzw. vertikaler Polarisation aufgenommen worden ist. In der folgenden Abbildung sind die gemessenen Intensitäten des XLD-Signals für die beiden verschiedenen Messgeometrien nebeneinander aufgetragen, um einen direkten Vergleich herzustellen. Damit sich im Weiteren die einzelnen Intensitäten besser von einander unterscheiden lassen, wird im Falle des normalen Einfalls den Größen zusätzlich der Index $\perp z$ hinzugefügt bzw. $//z$ für streifenden Einfall. Bei normalen Einfall des Röntgenstrahls, wie in Abb. 4.15 a. dargestellt ist, findet sich auch bei erheblicher Vergrößerung der Intensität (um den Faktor 20) kein signifikantes dichroisches Signal. Dies lässt sich durch die Geometrie der $3d$ -Orbitale in der x - y -Ebene im Bezug auf die 90° Symmetrie des verwendeten Röntgenlichtes erklären.

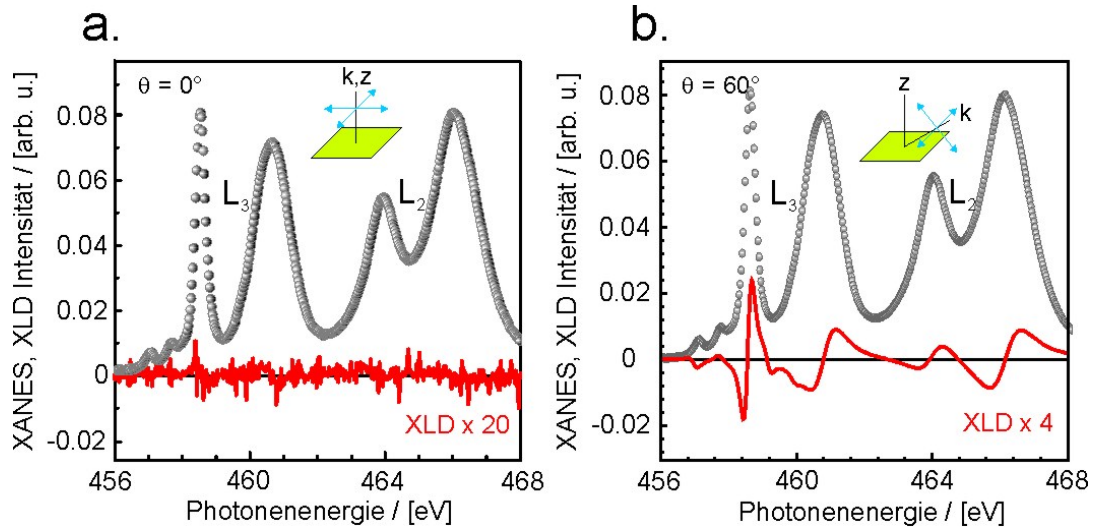


Abbildung 4.15: Es ist die Intensität eines XANES-Spektrums, als auch die des dichroischen Signals, an der Ti $L_{3,2}$ -Kante für a. \mapsto normaler Einfall / b. \mapsto streifender Einfall aufgetragen. Um die jeweiligen Spektren in einem Graphen darzustellen, ist die Intensität des dichroischen Signals mit dem angegebenen Faktor multipliziert worden.

Trotz der energetischen Aufspaltung, weisen die Summen der Orbitale in der x - y -Ebene ebenfalls eine 90° Symmetrie auf und somit ist die Intensität der XANES-Spektren für beide Polarisationen identisch $I_{hor\perp z} = I_{ver\perp z}$. Daraus resultiert, dass in dieser Messgeometrie kein Dichroismus zu erwarten ist. Da nun gezeigt worden ist, dass horizontale/vertikale Polarisationen die sich in der Probenebene befinden zu keinem Signal führen, bleibt zu untersuchen wie das System auf eine Polarisation reagiert, die senkrecht zur Probenebene ausgerichtet ist.

Um dies zu überprüfen sind Messungen bei streifenden Einfall durchgeführt worden. Dessen Ergebnisse sind in Abb. 4.15 b. dargestellt, wobei sich dort ein deutliches

dichroisches Signal feststellen lässt. Die Kurvenform des XLD-Signals kann durch die Intensitätsdifferenz zweier, energetisch nur gering verschobener, Absorptionspeaks beschrieben werden. Dies ist in Abb. 4.16 schematisch gezeigt.

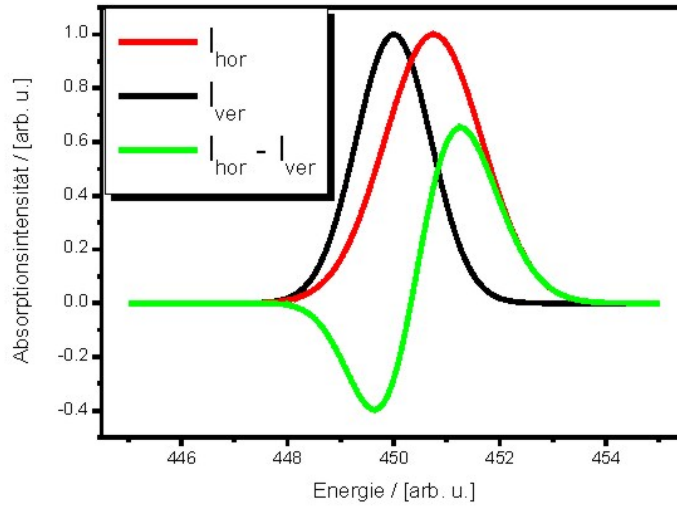


Abbildung 4.16: Es sind schematisch die Absorptionspeaks für eine vertikale (schwarz) und horizontale (rot) Polarisation aufgetragen. Zusätzlich ist auch das daraus resultierende Differenzsignal in grün abgebildet.

Die Erklärung für den Ursprung des gemessenen XLD-Signals benötigt die Energieaufspaltung der $3d$ -Orbitale in einer tetragonalen Umgebung. Zur Vereinfachung sei zunächst angenommen, dass der Einfallswinkel exakt 90° entspricht. Damit ist die vertikale Polarisation ausschließlich entlang der z -Achse ausgerichtet. Mit dieser Art der Röntgenstrahlung lassen sich somit nur Übergänge in die d_{yz} , d_{xz} , d_{z^2} Orbitale anregen, da diese Orbitale eine nicht verschwindende Zustandsdichte in der z -Richtung aufweisen. Andererseits sind mit der horizontalen Polarisation, die parallele Ausrichtung zur y -Achse orientiert ist, nur Übergänge in die d_{yz} , d_{xy} , $d_{x^2-y^2}$ Orbitale möglich. Das Termschema der energetischen Aufspaltung der Orbitale (Abb. 4.14 d.) zeigt, dass diese Orbitale zum Teil kleine energetische Unterschiede aufweisen, die durch den Grad der tetragonalen Verzerrung bestimmt werden. Zum Beispiel regt die horizontale Polarisation in das $d_{x^2-y^2}$ Orbital an, wohingegen durch vertikale Polarisation Übergänge in das energetisch etwas tiefer liegende d_{z^2} Orbital möglich sind. Wird die Differenz beider Absorptionsintensitäten gebildet, ist das resultierende Signal proportional zur energetischen Aufspaltung. Somit besteht mittels der XLD-Technik die Möglichkeit,

eine Aussage über die kristalline Umgebung der Ti^{4+} -Ionen zu machen und deren Veränderung unter bestimmten äußeren Einflüssen zu beobachten.

Allerdings ist die Intensität des gezeigten Signals auf Grund des, schon zuvor erwähnten, Einfallswinkels von 60° korrigiert worden. Zur Bestimmung des Korrekturfaktors muss man die Ausrichtung der E-Feldvektoren bezüglich der Oberflächennormalen beachten. Ziel ist es die Intensitäten in Gleichung (4.9) für eine fiktive Messung mit einem Einfallswinkel von 90° zu bestimmen. Alle Größen dieser fiktiven Messung werden mit dem Index $\parallel z$ versehen. Aus Abb. 4.13 ist ersichtlich, dass die Ausrichtung des E-Feldvektors bei horizontaler Polarisation in beiden Messgeometrien identisch ist $E_{hor//z} = E_{hor\perp z} = E_{hor\parallel z}$.

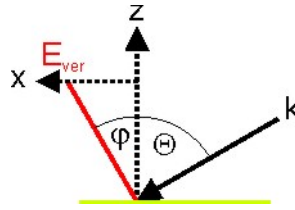


Abbildung 4.17: Es ist die Orientierung des E-Feldvektors für vertikal polarisierte Röntgenstrahlen bei streifendem Einfall dargestellt.

Ein Unterschied in den Ausrichtungen existiert jedoch für die vertikale Polarisation. Dazu ist in Abb. 4.17 schematisch die Strahlgeometrie bei streifendem Einfall gezeigt. Der E-Feldvektor lässt sich in eine Komponente parallel bzw. senkrecht zur Oberflächennormalen zerlegen, indem die jeweilige Projektion auf die Hauptachse (hier ist das die z - bzw. x -Achse) betrachtet wird.

$$\begin{aligned} E_{ver\parallel z}(z) &= E_{ver//z} \cdot \cos(\varphi) \\ E_{ver\parallel z}(x) &= E_{ver//z} \cdot \sin(\varphi) \end{aligned}$$

Nun wird ausgenutzt, dass $E_{ver\parallel z}(x)$ die gleiche Ausrichtung aufweist wie $E_{ver\perp z}$, somit folgt für die Berechnung der Intensität des XLD-Signals.

$$\begin{aligned} E_{hor\parallel z} - E_{ver\parallel z} &= E_{hor\perp z} - (E_{ver\perp z} \cdot \sin(\varphi) + E_{ver//z} \cdot \cos(\varphi)) \\ I_{hor\parallel z} - I_{ver\parallel z} &= I_{hor\perp z} - I_{ver\perp z} \cdot \sin^2(\varphi) - I_{ver//z} \cdot \cos^2(\varphi) \end{aligned}$$

Da der Winkel φ bekannt ist, lässt sich die Gleichung lösen.

$$I_{hor\parallel z} - I_{ver\parallel z} = \frac{3}{4} (I_{hor\perp z} - I_{ver//z}) \quad (4.10)$$

Die Intensität des gemessenen XLD-Signals ist daher nur 75 % des Signals, das man bei einem Einfallswinkel von 90° erwarten würde. Daher sind alle gemessenen Intensität bei streifendem Einfall mit dem Faktor $4/3$ multipliziert worden.

4.2.1 Manipulation der $BaTiO_3$ - Kristallstruktur

Im vorherigen Abschnitt konnte gezeigt werden, dass einen Zusammenhang zwischen der Intensität eines XLD-Signals und der kristallinen Umgebung der Ti^{4+} - Ionen existiert. Im Folgenden soll diese Umgebung gezielt durch ein äußeres Magnetfeld verändert werden. Dazu ist es hilfreich ein Modell zu entwickeln, das den Einfluss dieses Feldes auf die physische Form des Nanokomposites beschreibt. Die Wechselwirkung des Nanokomposites mit dem Feld geschieht über die Ausrichtung der permanenten Magnetisierung der $CoFe_2O_4$ - Säulen. Durch die unterschiedlichen Vorzeichen der Magnetostruktionskonstanten führt dies zu einer Deformation der Säulen, wie sie in Abb. 4.18 schematisch dargestellt ist. Es wird zunächst von einer Säulenstruktur (Abb. 4.18 a.) ohne jegliche Deformationen ausgegangen. Streng genommen muss dafür die Magnetisierung der Säulen den Wert 0 A/m annehmen, ansonsten führt die Magnetostruktion umgehend zu einer Verformung. Da die magnetischen Messungen in Abschnitt 4.1.3.2 gezeigt haben, dass das System eine Remanenz besitzt, sind folglich undeformierte Säulen rein fiktiv. Weiterhin konnte dort festgestellt werden, dass die Magnetisierung im remanenten Zustand eine Vorzugsrichtung besitzt. Somit sind die Säulen auch ohne externes Magnetfeld in einer bestimmten Weise deformiert.

Allerdings wird die Modellvorstellung einer undeformierten Säule trotzdem als Ausgangszustand diskutiert, da die Hysteresemessung zeigt, dass das System in Remanenz nicht vollständig gesättigt ist. Es existiert also durchaus noch eine Komponente der Magnetisierung, die nicht in die Vorzugsrichtung ausgerichtet ist. Somit ist das Bild einer nicht verzerrten Säule zwar für eine quantitative Beschreibung ungeeignet, für die qualitative Analyse jedoch ausreichend.

Wird nun einer perfekten Säule eine Magnetisierung hinzugefügt, die z.B. durch ein externes Magnetfeld vollständig in eine Richtung ausgerichtet ist, deformiert sich die Säule. Ist die Magnetisierung entlang der Säulenachse $[001]$ orientiert (Abb. 4.18 b.), kontrahiert die Säule in dieser Richtung ($\lambda_{[100]} < 0$) und expandiert auf Grund der Volumenerhaltung in der Ebene senkrecht dazu. Dies ist auch durch einsetzen der entsprechenden Richtungskosinus α, β in Gleichung (6.40) ersichtlich.

$$\alpha_z = \beta_y = 1 \quad / \quad \alpha_x = \alpha_y = \beta_x = \beta_z = 0$$

$$\lambda = -\frac{1}{2}\lambda_{[100]}$$

Da die Säulen am Substrat epitaktisch verankert sind, erfolgt die Deformation obelisk-artig. Wie zuvor erwähnt ist die Detektionsmethode des linearen Dichroismus jedoch nur oberflächensensitiv, somit ist die Betrachtung der Veränderungen an der Probenoberfläche von besonderer Bedeutung und deshalb auch gesondert auf der rechten Seite von Abb. 4.18 dargestellt. Im Allgemeinen sind die Längenänderungen, die durch die Magnetostruktion hervorgerufen werden nicht sehr groß, so liefert z.B. eine Abschätzung

für die Kontraktion der Säulenhöhe einen Wert von 1.4 \AA , bezogen auf eine 400 nm lange Säule. Die Deformation der Säulen wirkt sich durch eine elastische Kopplung der Grenzflächen auch auf das die Säulen umgebende BaTiO_3 aus. Daher wird die geometrische Struktur des TiO_6 -Oktaeders beeinflusst. Dies wiederum bewirkt eine Veränderung in der energetischen Lage der 3d-Orbitale des Ti^{4+} -Ions und verändert die Intensität des detektieren XLD-Signals.

Befindet sich die Magnetisierung entlang der Säulenachse ist ersichtlich, dass sich der Anteil der Probenoberfläche erhöht, der von den Säulen eingenommen wird. Die geometrische Form der Säulenoberflächen bleibt allerdings erhalten, so dass keine zusätzliche tetragonale Verzerrung in der Ebene auftritt. Durch die Expansion der Säulen wirken Scherkräfte auf das BaTiO_3 , die dazu führen, dass dessen Einheitszelle gleichmäßig gestaucht wird. Da auch in diesem Fall das Volumen erhalten bleiben muss, ist die Konsequenz dieser Stauchung, eine Expansion der Einheitszelle in die $[001]$ Richtung. Diesem Effekt wirkt die Kontraktion der Säulen entgegen, so dass diese beiden Scherbewegungen einander konkurrieren.

Eine andere Art der Deformation tritt auf, wenn die Magnetisierung innerhalb der Probenebene ausgerichtet ist, wie es z.B. in Abb. 4.18 c. dargestellt wird. Dort ist die Magnetisierung vollständig in die $[100]$ Richtung orientiert, was zu einer tetragonalen Verzerrung der Säule innerhalb der Probenebene führt. Wie schon zuvor, tritt in Richtung der Magnetisierung eine Kontraktion auf, wohingegen die anderen beiden Hauptrichtungen $[010]$, $[001]$ expandieren. Da die Kontraktion in $[100]$ größer ist, als die Expansion in $[010]$ bleibt auch in diesem Fall das Verhältnis der Säulenoberfläche bezogen auf die gesamte Probenoberfläche nicht konstant, sondern verringert sich. Als direkte Folge muss sich die BaTiO_3 - Matrix daran anpassen, weshalb deren Einheitszelle in der x - y -Ebene genau entgegengesetzt zu den Säulen verzerrt werden. Da das BaTiO_3 nun einen größeren Teil der Probenoberfläche einnehmen muss, führt dies zu einer Stauchung der Einheitszelle in $[001]$, welche wiederum entgegen der Scherkraft der in diese Richtung expandieren Säulen wirkt.

4.2.2 Einfluss der Kristalldeformation auf das XLD-Signal

Im vorherigen Abschnitt sind die strukturellen Änderungen diskutiert worden, die in einem Nanokomposit auftreten, wenn dieses durch ein Magnetfeld manipuliert wird. Im Rahmen dieser Arbeit konnte ein direkter Nachweis dieser Strukturänderungen auf atomarer Basis erbracht werden, indem Veränderungen im linearen Dichroismus, bei unterschiedlich starken externen Magnetfeldern, beobachtet worden sind. Dazu ist ausschließlich unter streifenden Einfall der Röntgenstrahlung gemessen worden, da die Ergebnisse aus Abschnitt 4.2 gezeigt haben, dass sich nur unter dieser Messgeometrie ein signifikantes XLD-Signal detektieren lässt. Auf Grund von technischen Einschränkungen der Messapparatur, bestand nur die Möglichkeit ein Magnetfeld parallel bzw. um 90° verkippt zur Einfallsrichtung der Röntgenstrahlung anzulegen. Somit ist die

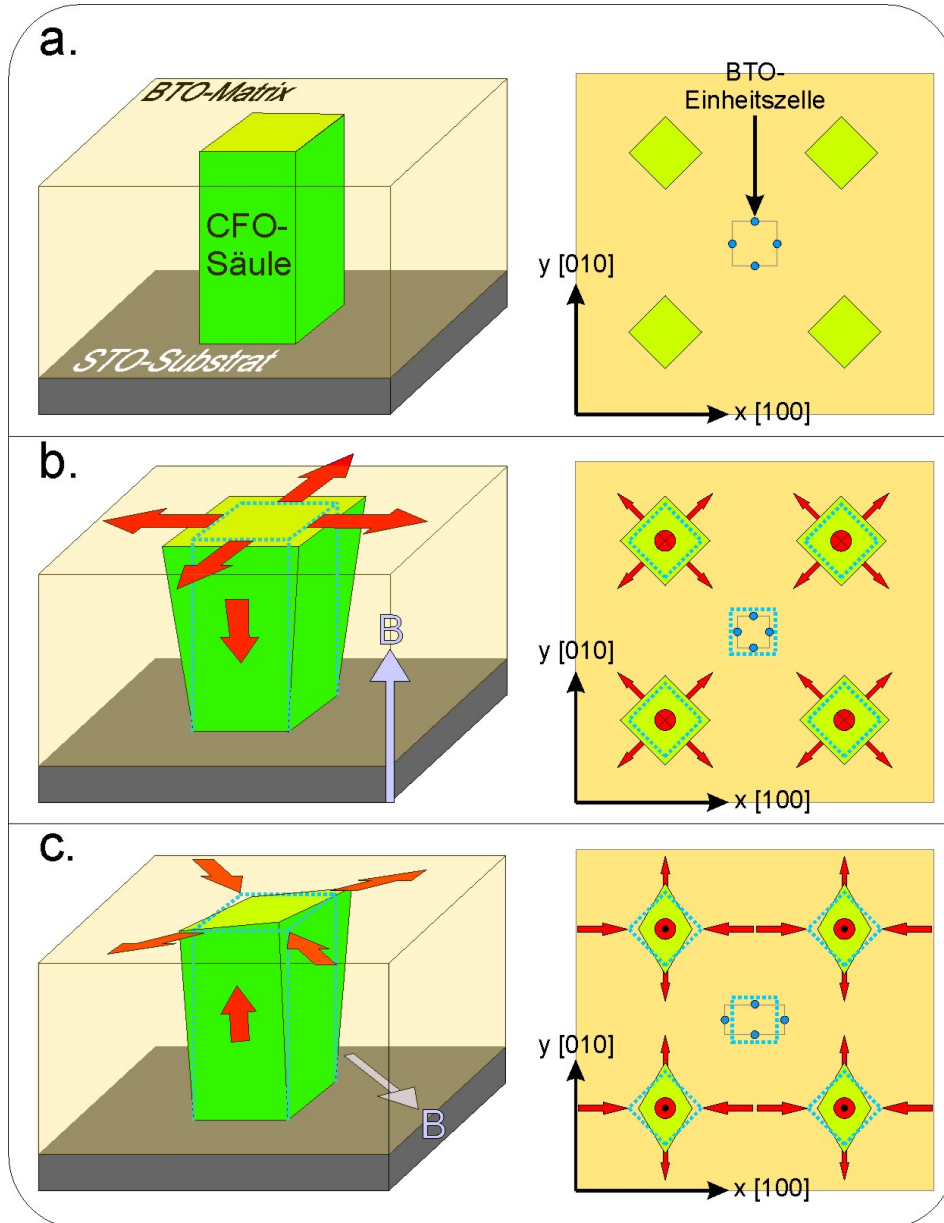


Abbildung 4.18: a. zeigt perspektivisch den idealisierten Probenaufbau mit dem Fokus auf eine $CoFe_2O_4$ -Säule, wobei diese als undeformiert angenommen werden soll. In b. und c. wird von einer parallel zum externen Magnetfeld B vollständig gesättigten Säule ausgegangen. Die roten Pfeile geben die Richtung an, ausgehend vom remanenten Zustand (durch eine gepunktete blaue Linie angedeutet), in die eine Deformation auftritt. Für jede Konfiguration ist zusätzlich eine Ansicht der Probenoberflächen dargestellt, wobei exemplarisch auch die x - y -Ebene einer $BaTiO_3$ -Einheitszelle (graue Linien) eingezeichnet worden ist. Die blauen Kreise stellen die Sauerstoff-Eckenatome des TiO_6 -Oktäeders in dieser Ebene dar.

ideale Messgeometrie, wie sie im vorherigen Abschnitt gezeigt worden ist, bei der das Magnetfeld entweder parallel bzw. senkrecht zur Flächennormalen orientiert ist, nicht zu erreichen. Jedoch ist der Einfallswinkel mit 60° so gewählt worden, dass die wesentliche Komponente (75 %) des Magnetfeldes in die entsprechende Richtung ausgerichtet ist. Zur Verdeutlichung der Orientierung des Magnetfeldes bezüglich der Einfallsrichtung der Röntgenstrahlung bzw. der jeweils horizontalen / vertikalen Polarisation ist diese in der folgenden Abbildung dargestellt.

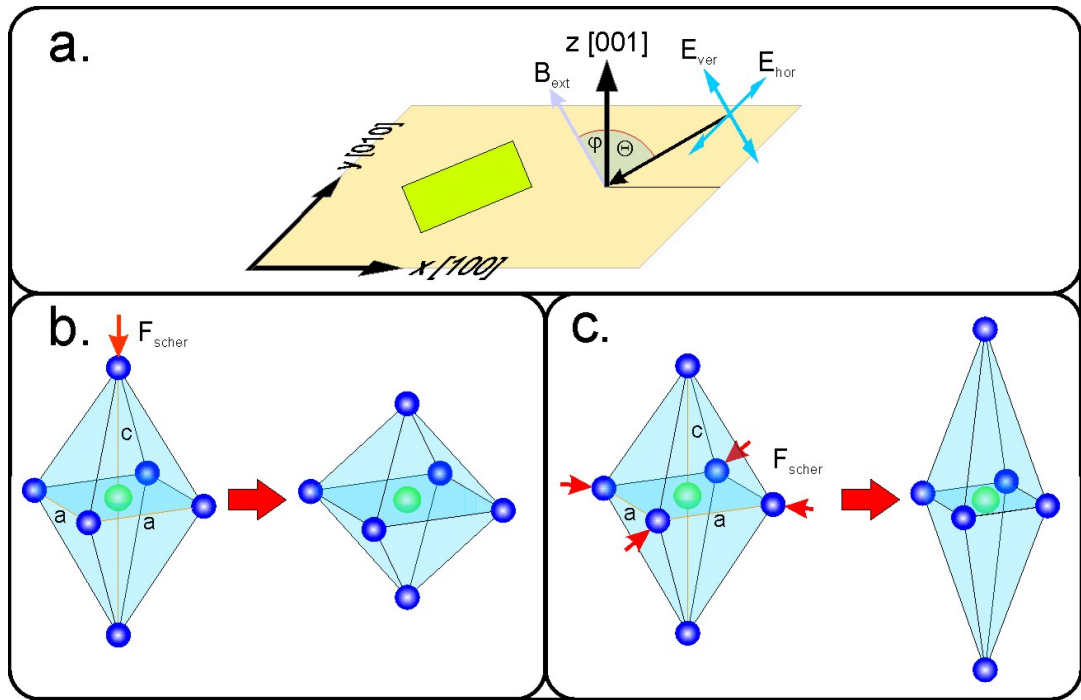


Abbildung 4.19: a. Es ist die Messgeometrie des linearen Röntgendifferenzierungssystems mit einem von außen angelegten Magnetfeld dargestellt. Für die Winkel finden sich die Werte $\varphi = -30^\circ$ und $\Theta = 60^\circ$. In b. und c. werden schematisch die Deformationen des TiO_6 -Oktaders bei unterschiedlich angreifenden Scherkräften F_{scher} gezeigt. Diese Scherkräfte treten auf, wenn das externe Magnetfeld senkrecht zur Probenoberfläche ausgerichtet ist.

Da der Winkel zwischen dem externen Magnetfeld und der Flächennormalen nur 30° beträgt entspricht dies in erster Näherung der Konfiguration, wie sie in Abb. 4.18 b. beschrieben worden ist. Demnach richtet sich die Magnetisierung aller $CoFe_2O_4$ -Säule entlang [001] aus, wobei die Komponente in der Probenebene für kleine Magnetfelder zunächst vernachlässigt wird. Eine Rechtfertigung für diese Annahme liefert das sehr große Anisotropiefeld von $3.2 T$ (siehe Abschnitt 4.1.3.2), so dass bei geringen Magnetfeldern nur eine sehr kleine Komponente der Magnetisierung in der Probenebene

auftritt. Die Deformation der Säule und deren Einfluss auf das $BaTiO_3$ ist ausführlich im vorherigen Abschnitt beschrieben worden. Im Weiteren werden die Auswirkungen auf die detektierte XLD-Intensität des Ti^{4+} -Ions diskutiert.

Die Kontraktion der Säulen in $[001]$ Richtung wird durch die elastische Kopplung an das $BaTiO_3$ übertragen, so dass die c-Achse der tetragonal verzerrten $BaTiO_3$ Einheitszelle gestaucht wird bzw. die beiden a-Achsen expandieren (siehe Abb. 4.19 b.). Der Grad der tetragonalen Verzerrung würde in diesem Falle verringert werden und als Folge nimmt auch die Intensität des detektierten XLD-Signals ab. Betrachtet man z.B. den Extremfall, bei dem eine ausreichend große Scherkraft angreift, so dass die Einheitszelle kubische Symmetrie annimmt, dann wäre gar keine XLD-Intensität messbar.

In Konkurrenz zu dieser Deformation bewirkt die Expansion der Säulen in der Probenebene eine Stauchung der a-Achsen und eine Verlängerung der c-Achse (siehe Abb. 4.19 c.). Dies führt zu einer Erhöhung der Intensität des XLD-Signals. Diese Intensitätserhöhung strebt jedoch gegen einen Grenzwert, der durch den Betrag des externen Magnetfeldes festgelegt wird, bei dem das Nanokomposit vollständig aufmagnetisiert ist. Insofern das externe Magnetfeld keine Inhomogenitäten aufweist (wovon auszugehen ist), werden die Säulen für höhere Magnetfeldwert nicht weiter durch die Magnetostraktion deformiert.

Um eine Aussage machen zu können, welcher der beiden Deformationsprozesse das Verhalten des $BaTiO_3$ überwiegend beeinflusst, ist eine Serie von XLD-Experimenten durchgeführt worden. Diese unterscheiden sich durch den Betrag des angelegten Magnetfeldes. Die resultierenden XLD-Intensitäten für die verschiedenen Magnetfelder sind in Abb. 4.21 a. dargestellt. Vergleicht man die verschiedenen Spektren miteinander, lässt sich eine Erhöhung der Intensität bis zu einem Feldwert von 1.5 T feststellen. Somit kann die Aussage gemacht werden, dass in diesem Bereich die laterale Expansion der Säulen einen wesentlich größeren Einfluss auf die gesamte $BaTiO_3$ -Matrix nimmt, als deren vertikale Kontraktion. In Abb. 4.21 b. ist die Variation der Intensitäten nochmals übersichtlicher in einem Graphen dargestellt, wobei in diesem Fall eine Durchschnittsintensität aufgetragen worden ist. Diese berechnet sich wie folgt.

$$I(Ti) = \left(2I_{L_3}^{t2g} + 3I_{L_3}^{eg} + 4I_{L_2}^{t2g} + 6I_{L_2}^{eg} \right) / 15$$

Die einzelnen Intensitäten sind mit einem Vorfaktor zueinander gewichtet worden, um die unterschiedlichen Anfangs/Endzustände auszugleichen. So sind die Intensitäten der L_2 -Kante gegenüber der L_3 -Kante verdoppelt worden, damit das Verhältnis der Elektronen im Anfangszustand berücksichtigt wird. Die Beträge für die einzelnen Intensitäten sind aus den jeweiligen Spektren abgelesen worden. Beispielsweise sind sie im Spektrum für 1.0 T mit *a...d* gekennzeichnet. Auch diese Auftragung zeigt, dass die Durchschnittsintensität nach einem maximalen Wert bei 1.5 T mit steigenden Feld deutlich verringert wird (siehe rote Kurve).

Um die Ursache für diesen Effekt zu finden, ist eine weitere Serie von XLD-Messungen durchgeführt worden, bei denen die Ausrichtung des externen Magnetfeldes jedoch parallel zur Einfallsrichtung des Röntgenstrahls ist. In dieser Messgeometrie ist der wesentliche Teil des externen Magnetfeldes in der Probenebene und entspricht daher in erster Näherung der Konfiguration in Abb. 4.18 c. In diesem Fall kontrahieren die Säulen in Richtung [100] (parallel zum externen Magnetfeld) und expandieren in der Ebene senkrecht dazu [010], [001]. Betrachtet man zunächst nur die Expansion in [001], wird diese an das $BaTiO_3$ übertragen und führt zu einer erhöhten tetragonalen Verzerrung. Dies ist schematisch in Abb. 4.20 a. dargestellt.

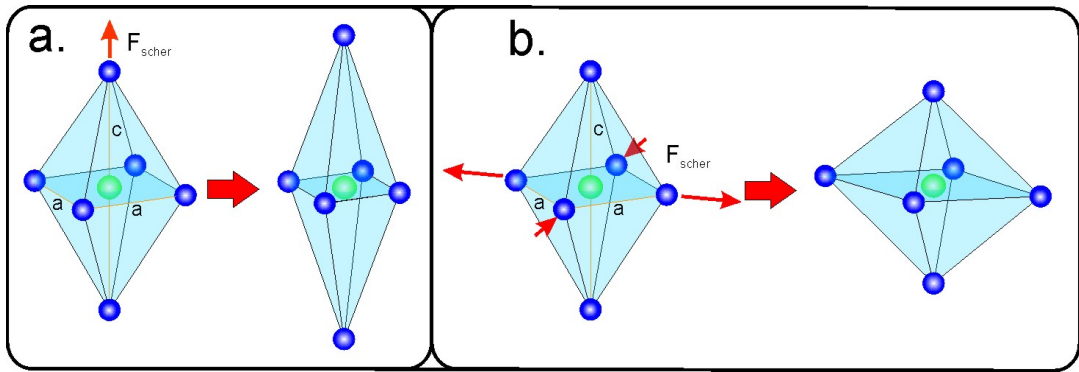


Abbildung 4.20: Beide Abbildungen zeigen schematisch die Deformation des TiO_6 -Oktaeders für Scherkräfte F_{scher} , die aus unterschiedlichen Richtungen angreifen. Diese Scherkräfte treten auf, wenn ein externes Magnetfeld parallel zur Probenoberfläche angelegt ist.

Die vorherige Messgeometrie hat allerdings gezeigt, dass die elastische Kopplung an die $BaTiO_3$ -Matrix in der [001] Richtung offenbar nicht gut ist. Vielmehr scheinen die lateralen Deformationen der Säulen entscheidender für die Verzerrung der Matrix zu sein.

Die Kontraktion der Säulen in [100] ist größer als die Expansion in [010] und somit verkleinert sich die Säulenoberfläche in dieser Ebene. Analog dazu muss das $BaTiO_3$ eine größere Oberfläche einnehmen, was zu einer Kontraktion in [001] führt. Welche Variation die Intensität des detektierten XLD-Signals erfährt, hängt von den Polarisationsrichtungen des Röntgenstrahls ab. Verglichen mit dem durchgeführten Experimente sind diese entsprechend [010] und [001]. In beiden Richtungen existiert eine Kontraktion des $BaTiO_3$, somit sollte sich die Intensität des XLD-Signals kaum verändern. Das Resultat dieser Messserie (Abb. 4.21 b. blaue Kurve) zeigt tatsächlich kaum eine Veränderung in der Intensität, besonders bei hohen Feldern. Dies gibt einen Hinweis darauf, dass auch in dieser Messgeometrie hauptsächlich die lateralen Verzerrungen der Säulen einen Einfluss auf die $BaTiO_3$ -Matrix ausüben.

Im Bereich kleiner externer Magnetfelder ist allerdings in dieser Kurve ein Anstieg zu erkennen. Dessen Ursache könnte der Winkel von 60° zwischen Flächennormalen und externen Magnetfeld sein. Durch diesen Winkels lässt sich jedes externe Magnetfeld in seine Komponenten zerlegen, wobei stets eine z -Komponente existiert. Diese ist im Vergleich zur x -Komponente zwar kleiner, aber nicht verschwindend.

Auf Grund des hohen Anisotropiefeldes ist gerade bei kleinen Felder die x -Komponente nicht groß genug, um die Magnetisierung wesentlich aus der leichten Richtung auszuweichen. Allerdings reichen auch schon kleine Felder in der leichter Richtung aus, um den Betrag der Magnetisierung in dieser Richtung zu erhöhen. Dies lässt sich sehr gut anhand der Hysteresemessung (Abb. 4.12) erkennen.

Zusammenfassend lässt sich das Verhalten des Nanokomposites wie folgt beschreiben. Auf Grund des Winkels des anliegenden externen Magnetfeldes existiert immer sowohl eine Komponente die die magnetisch leichte Richtung des Nanokomposites unterstützt (z -Komponente), als auch eine die in magnetisch schwere Richtung orientiert ist (x -Komponente). Im Bereich kleiner Feldstärken ist die z -Komponente für das Verhalten der Magnetostriktion entscheidend, da schon kleine Felder genügen, den Betrag der Magnetisierung in diese Richtung zu erhöhen. Es konnte gezeigt werden, dass dies die Intensität des XLD-Signals vergrößert. Wird die Feldstärke jedoch weiter erhöht, beeinflusst die x -Komponente die Magnetostriktion, insofern sie nicht gegenüber dem Anisotropiefeld zu vernachlässigen ist. Die x -Komponente verkippt die Magnetisierung, so dass der Betrag der Magnetisierung in z -Richtung geringer wird. Dies wiederum bewirkt eine verringerte Intensität im XLD-Signal.

Somit lässt sich auch das Verhalten der XLD-Gesamtintensität besonders im Fall der Serien mit einem Winkel von 30° erklären. Aus der Zerlegung des Magnetfeldes in jeweils eine z - bzw. x -Komponente bei einem Betrag von 2 T folgt.

$$B_z = 1.73\text{ T} \quad B_x = 1\text{ T}$$

Da die z -Komponente mit $B_z = 1.73\text{ T}$ ist ausreichend, um das System vollständig zu sättigen. Jedoch führt die zusätzliche x -Komponente des Feldes zu einer Verkipfung der Magnetisierung, was die Verringerung der XLD-Intensität zur Folge hat.

Die Ergebnisse, die in diesem Abschnitt diskutiert worden sind, haben gezeigt, welchen Einfluss die Magnetostriktion des $CoFe_2O_4$ auf das umgebende $BaTiO_3$ hat. Es konnten atomare Verzerrungen an der Einheitszelle des $BaTiO_3$ festgestellt werden. Die Analysen deuten darauf hin, dass in diesem System die lateralen Verzerrungen die wesentliche Ursache für die Deformation der $BaTiO_3$ Einheitszelle ist.

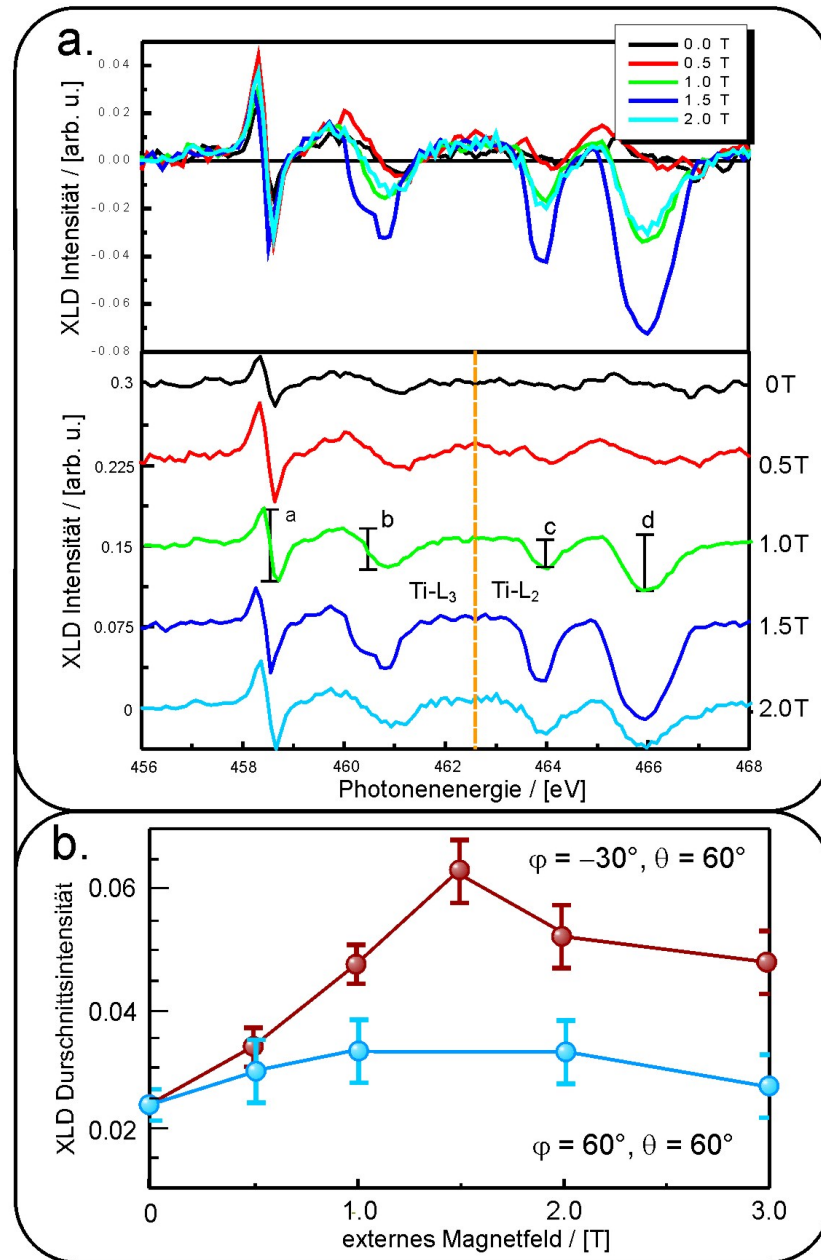


Abbildung 4.21: a. Die Graphen zeigen die gemessenen XLD-Intensitäten an der Ti – L_{3,2} Kante für verschiedene Beträge des externen Magnetfeldes. Aufgetragen sind diese für einen besseren Vergleich einmal mit bzw. ohne offset der y- Achse. In b. ist die Amplitude der XLD-Intensität weiter quantitativ ausgewertet worden. Wobei dort zusätzlich die Analysen eine andere Orientierung des Magnetfeldes zu sehen ist.

4.3 Mikromagnetische Simulationen zur Bestimmung der Magnetisierungsdynamik einer Permalloy-Leiterbahn

In diesem Kapitel wird zunächst das Programm bzw. Verfahren vorgestellt, mit dem die mikromagnetischen Simulationen durchgeführt worden sind. Es wird darauf eingegangen, wie es mit Hilfe dieses Programmes möglich ist, die Magnetisierungsdynamik der in Abschnitt 3.1 beschriebenen Py-Leiterbahn zu berechnen. Dazu wird gezeigt, wie sich ein FMR-Experiment simulieren lässt. Die dafür benötigten Parameter werden vorgestellt und deren Einfluss auf die Simulation behandelt.

Anhand des einfachen Beispiels eines unendlich ausgedehnten Films wird demonstriert, wie sich eine frequenzabhängige Dispersionsrelation berechnen und darstellen lässt. Die Ergebnisse dieser Simulation werden mit den, aus der Theorie erhaltenen, Erwartungswerten verglichen, um so die Qualität und Aussagekraft der Simulationsergebnisse abzuschätzen.

Des Weiteren werden berechnete frequenzabhängige Dispersionsrelationen für unterschiedliche Orientierungen der Py-Leiterbahn bezüglich eines externen Magnetfeldes vorgestellt und der physikalische Ursprung für die dort auftretenden Anregungsmoden diskutiert. Zu jeder Orientierung sind entsprechende FMR-Messungen gezeigt, die mit den Simulationen verglichen werden. So lässt sich zeigen, dass die zuvor diskutierten Anregungsmoden auch in realen Systemen existieren und es können Aussagen über die Magnetisierungsdynamik einer solchen Leiterbahn gemacht werden. Zusätzlich lassen sich durch Abweichungen zwischen Messung und Simulation Rückschlüsse auf magnetische Eigenschaften, wie z.B. g-Faktor oder Sättigungsmagnetisierung, ziehen.

Als Plattform für die Simulationen ist im Wesentlichen ein extra für diesen Zweck angeschaffter und optimierter Computer verwendet worden, sowie ein gewöhnlicher Arbeitsplatz PC und im weiteren Verlauf ein Opterox-Cluster.

4.3.1 Das Simulationsverfahren

Alle mikromagnetischen Simulationen, die hier gezeigt werden, sind mit dem 3D-OOMMF (object orientated micro magnetic framework) Programmcode berechnet worden [Don10]. Dieses Programm arbeitet mit einem finite-Differenzen Verfahren, dabei wird eine gegebene Probengeometrie in viele einzelnen Zellen unterteilt und jede Zelle muss dieselben quaderförmigen Dimensionen zugewiesen bekommen. Des Weiteren verwendet das Programm ein Makrospinmodell, das heißt jeder Zelle wird eine makroskopische Magnetisierung zugeordnet, die sich mathematisch wie ein Vektor verhält. Es ist jedoch durchaus möglich für einzelne Zelle einen separaten Magnetisierungsvektor (mit Variation in Betrag und Richtung) anzugeben.

Für die mathematische Beschreibung befindet sich die Position der Magnetisierung bzw. des Magnetisierungsvektors einer Zelle immer in der Mitte der jeweiligen Zelle. Somit kann jeder Zelle eine Position im Raum \underline{r} und ein Betrag der Magnetisierung

$|M_s|$ zugewiesen werden. Da die gezeigten Simulationen ausschließlich für ein einziges Material durchgeführt worden sind, ist nie eine Variation des Betrages der Magnetisierung angenommen worden, das heißt für jede Zelle gilt $|M_s = \text{const}|$. Des Weiteren existieren keine statistischen Variationen der Magnetisierung, so dass sich für alle Simulationen dem System eine Temperatur von $T = 0\text{ K}$ zuordnen lässt. Der jeweilige Ausrichtungsvektor der Zellen hängt sehr stark von den gewählten Anfangsbedingungen ab. In der Regel beginnt jede Simulation mit einem vollständig in eine Hauptrichtung ausgerichteten System. Da OOMMF ausschließlich kartesische Koordinaten verwendet, sind die Hauptrichtungen parallel zu den Koordinatenachsen x , y und z . Dies ist exemplarisch in der folgenden Abbildung gezeigt.

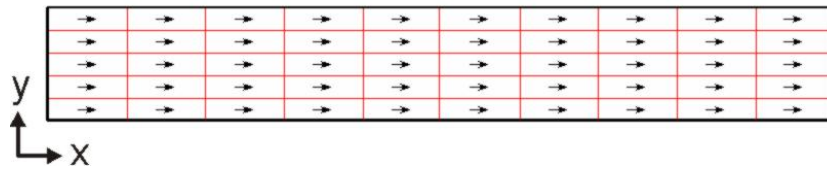


Abbildung 4.22: Anfangszustand der einzelnen Zellen eines vollständig in $+x$ ausgerichteten Systems. Diese Darstellungsart wird im Folgenden noch sehr häufig verwendet. Dabei sind in der vorliegenden Abbildung, zum besseren Verständnis, die Zellengrenzen mit roten Linien markiert worden. Die Pfeile stellen den Magnetisierungsvektor jeder Zelle dar. Es wird die x - y -Ebene betrachtet.

Die Abb. 4.22 zeigt ein System (Leiterbahn), deren Magnetisierungsvektoren in $+x$ Richtung orientiert sind. Solch ein Zustand der Magnetisierung wird als Anfangszustand einer Simulation verwendet, wobei dies allerdings nicht dem energetischen Grundzustand des Systems entspricht. Eine ausführliche Beschreibung, wie sich der Grundzustand bestimmen lässt, kann man in Abschnitt 4.3.3 finden.

Generell basieren die Berechnungen, zur Lösung eines Problems, auf einem iterativen Verfahren. Dafür stehen zwei unterschiedliche Ansätze zur Verfügung. Zum einen besteht die Möglichkeit der Energieminimierung. Dazu wird für jede Zelle ein individueller Energiewert bestimmt, den sie auf Grund des effektiven Feldes innerhalb der Struktur besitzt. Die Iteration besteht nun darin, dass durch Variation der Magnetisierungsrichtung in gewissen Grenzen ein Energiewert gefunden werden kann, der geringer ist als der bisherige. Ist dies der Fall, wird die so bestimmte Ausrichtung der Magnetisierung als Ausgangspunkt für den nächsten Iterationsschritt genutzt. Die Iteration wird solange fortgesetzt, bis ein durch den Benutzer bestimmtes Energieminimum erreicht worden ist. Der Nutzer legt dabei jedoch nicht die Grenzenergie für jede einzelne Zelle fest, sondern gibt ein Minimum für die Gesamtenergie an, welche durch Aufsummierung der Beiträge aller Zellen berechnet wird. Dieses Verfahren lässt sich gut bei statischen Problemen, wie z.B. Hysteresesimulationen, anwenden.

Da nahezu alle gezeigten Simulationen jedoch ein dynamisches Magnetfeld enthalten, wird auf eine andere Iterationsmethode zurückgegriffen. In diesem Fall entspricht jede Iteration einem Zeitschritt dt . Um die Bewegung der Magnetisierung einer Zelle i zu beschreiben, ist dafür vom Programm die Landau-Lifschitz-Gilbert-Gleichung bzw. Landau-Lifschitz-Gleichung (siehe Abschnitt 2.4.1) zu lösen.

$$\frac{d\mathbf{M}(\mathbf{r}_i, t)}{dt} = -\gamma \left(\mathbf{M}(\mathbf{r}_i, t) \times \mathbf{B}_{eff}(\mathbf{r}_i, t) \right) + \frac{\alpha}{M_s} \left(\mathbf{M}(\mathbf{r}_i, t) \times \frac{d\mathbf{M}(\mathbf{r}_i, t)}{dt} \right) \quad (4.11)$$

Dabei ist $\mathbf{M}(\mathbf{r}_i, t)$ der Vektor der Magnetisierung der Zelle an Position \mathbf{r}_i . Eine Iteration ist abgeschlossen, falls eine festgelegte Fehlergrenze bei einem gegebenen dt nicht überschritten wird. Der Fehler für eine Zelle wird wie folgt berechnet.

$$\dot{\mathbf{M}}_{error}(\mathbf{r}_i, t) = | \dot{\mathbf{M}}(\mathbf{r}_i, t + dt) - \dot{\mathbf{M}}(\mathbf{r}_i, t) | \cdot \frac{dt}{2} \quad (4.12)$$

Es werden die Fehler aller Zellen berechnet, ist auch nur ein Fehlerwert $\dot{\mathbf{M}}_{error}(\mathbf{r}_i, t)$ größer als der Grenzwert (meistens liegt dieser bei 0.2), wird durch das Programm ein kleinerer Wert für dt gewählt und der Iterationsschritt solange wiederholt, bis keine Zelle außerhalb der Fehlergrenze liegt. Ist dies der Fall wird die Summe über alle $\dot{\mathbf{M}}(\mathbf{r}_i, t + dt)$ gebildet und dieser Zustand als Ausgangszustand für die nächste Iteration verwendet. Die Größe $\sum \dot{\mathbf{M}}(\mathbf{r}_i, t)$ gibt die Änderung der Magnetisierung in einem Zeitintervall an und ist damit ein Maß für die Dynamik des gesamten Systems. In der Regel wird eine Iteration fortgesetzt, bis die Dynamik ein durch den Benutzer vorgegebenen Grenzwert unterschritten hat.

Für die Lösung der Differentialgleichung (LLGG) und somit der Bestimmung von $\dot{\mathbf{M}}(\mathbf{r}_i, t)$ wird ein Runge-Kutta-Verfahren [But87] verwendet, womit der Zeitschritt dt , der zur nächsten Zustandskonfiguration des Systems führt, nicht weiter vorgegeben ist, sondern durch den Computer festgelegt wird. Dabei ist es möglich, dem Programm eine Obergrenze für diesen Zeitschritt anzugeben. Dies hat den Vorteil gegenüber dem Euler-Verfahren (das ebenfalls benutzt werden kann), dass während Zeitbereichen, in denen die Dynamik des Systems klein ist, große Zeitschritte gewählt werden und umgekehrt kleine Schritte in Bereichen mit hoher Dynamik.

Des Weiteren ist in der Differentialgleichung (LLGG) auch noch eine effektive Induktion $\mathbf{B}_{eff}(\mathbf{r}_i, t)$ vorhanden. Wie schon in den theoretischen Grundlagen beschrieben (siehe Abschnitt 2.4.1), sind in dieser Größe alle Induktionen, sowohl externer, als auch interner Herkunft, enthalten. Um die Gleichung lösen zu können, muss der Benutzer dem Programm daher noch einige Randbedingungen, wie zum Beispiel Kristallanisotropien, Probenkörperdimensionen und Austauschkonstante vorgeben. Dieses berechnet aus den Vorgaben für jede Zelle bei jeder Iteration eine effektive Induktion, somit kann es durchaus vorkommen, dass die Vektoren der effektiven Induktion über den gesamten Probenkörper stark variieren. Aus dieser Variation folgt direkt, dass sich auch das

dynamische Verhalten in verschiedenen Probenregionen unterscheiden kann.

Die Richtung und der Betrag für externe Magnetfelder und die Anisotropiefelder werden direkt vom Benutzer eingegeben, wohingegen das Entmagnetisierungs- bzw. das Austauschfeld vom Programm berechnet werden. Auf diese kann nur durch die Wahl der Sättigungsmagnetisierung, der Dimensionen des Systems oder durch die Größe der Austauschkonstante A Einfluss genommen werden. Dabei werden für das Austauschfeld nur die Wechselwirkung zu den nächsten Nachbarzellen betrachtet. Im Gegensatz dazu wird das Entmagnetisierungsfeld (innerhalb) bzw. Dipolfeld (außerhalb des Probenkörpers) welches an jeder Zelle der Simulation auftritt, durch eine vektorielle Addition der Streufelder aller übrigen Zellen berechnet.

4.3.2 Digitalisierung des Probensystems

Ein wesentlicher Teil der gezeigten Simulationen sind an dem, in Abschnitt 3.1 gezeigten, Permalloy-Leiterbahn durchgeführt worden. Um das System simulieren zu können, müssen dem Programm einige Parameter vorgegeben werden. Die Wahl dieser Parameter bzw. deren Größenordnungen werden im Folgenden diskutiert, wobei in diesem Abschnitt ausschließlich die Parametergrößen beschrieben werden, die für alle Simulationen identisch gewesen sind.

Die Dimensionen der simulierten Permalloy-Leiterbahn sind an die experimentell bestimmten Größen angepasst worden, so beträgt die Leiterbahnlänge $x = 78 \mu m$, die Höhe $z = 20 nm$ und die Breite $1 \mu m$ in allen Simulationen. Wie schon zuvor erwähnt, wird für eine Simulation das gesamte System in quaderförmige Zellen aufgeteilt, deren Größe allerdings unveränderlich ist. Somit besteht nicht die Möglichkeit Bereich von besonderem Interesse in kleinere Zellen aufzuteilen. Die Wahl der Zelldimensionen beeinflusst sehr stark die Rechendauer einer Simulation, daher stellt dies immer einen Kompromiss zwischen Rechengenauigkeit und Rechendauer dar. Für einen Großteil der Simulationen sind Zellengrößen von $x = 300 nm$, $z = 20 nm$ und $y = 20 nm$ gewählt worden, was zu einer Gesamtzellenzahl von 13000 führt. Diese Werte sind empirisch ermittelt worden, indem der Einfluss unterschiedlicher Zellenzahlen auf das Ergebnis einer Simulation betrachtet worden ist (siehe Abschnitt 4.4.4). Des Weiteren sind die folgenden Parameter für alle Rechnungen als identisch angenommen worden.

1. Die Sättigungsmagnetisierung $M_s = 830 kA/m$
2. Die Austauschkonstante $A = 1.3 \cdot 10^{-11} J/m$
3. Der gyromagnetische Faktor $g = 2.12$ bzw. $g = 2$

Die Werte für die Sättigungsmagnetisierung und den gyromagnetischen Faktor ($g = 2$ gilt nur für die Beispielsimulationen in Abschnitt 4.4) sind aus der Literatur entnommen [Bon05, Bon86] worden und entsprechen den Volumenwerten von $Fe_{20}Ni_{80}$ Permalloy. Für die Austauschkonstante finden sich allerdings in der Literatur unterschiedliche

Werte [Smi87, Ima68, Mak91], daher ist diese durch den, in der Datenbank von OOMMF gespeicherten Wert, festgelegt worden. Zusätzliche uniaxiale oder kubische Anisotropien sind dem System nicht hinzugefügt worden, wodurch die Formanisotropie und eventuell auftretende Austauschfelder die einzigen Größen sind, die das interne Feld bestimmen.

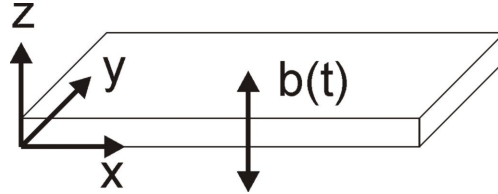


Abbildung 4.23: Schematische Darstellung des Probensystems und des dazu gewählten Koordinatensystems. Für Vektoren, die im weiteren Verlauf beschrieben werden, gilt $[x\ y\ z]$. Des Weiteren ist schon an dieser Stelle die Richtung des magnetischen Hochfrequenzfeldes $b(t)$ dargestellt, welches immer entlang der z -Achse ausgerichtet ist.

In Abb. 4.23 wird die Lage des Probensystems in dem gewählten Koordinatensystem dargestellt. Im weiteren Verlauf sind alle Vektoren in einem kartesischen Koordinatensystem mit $[x\ y\ z]$ beschrieben. Da sich die Ausrichtung des magnetischen Hochfrequenzfeldes $b(t)$, welches für einen Teil der Simulationen benötigt wird, nicht ändert, ist dieses schematisch in die Zeichnung eingefügt. Alle Berechnungen wurden mit einem Runge-Kutta-Verfahren durchgeführt, wobei ein maximaler Zeitschritt von 1 ps pro Iteration vorgegeben worden ist.

4.3.3 Berechnung eines relaxierten, remanenten Grundzustandes

Im Weiteren (siehe Abschnitt 4.4) wird eine Methode vorgestellt, um mittels mikromagnetischer Simulationen, die auf OOMMF basieren, ein Experiment der ferromagnetischen Resonanz zu modellieren. Für dieses Verfahren ist es notwendig, dass das System zu Beginn in einem energetischen Grundzustand vorliegt. Daher wird in diesem Abschnitt erläutert, welche Schritte erforderlich sind, um ein System von einem vorgegebenen Zustand in einen Grundzustand relaxieren zu lassen. Da die, später gezeigten, Simulationen der FMR immer an dem Punkt beginnen, an dem kein externes Feld auf das System wirkt, entspricht der gesuchte Grundzustand gleichzeitig auch dem remanenten Zustand.

Zunächst werden die Parameter des gewünschten System z.B. Dimensionen, Anisotropien, g -Faktor, Dämpfung in einen Tcl-Programmcode (frei zugängliche Programmiersprache [Ous12]) beschrieben. Dazu ist im Anhang 6.21 eine kommentierte Datei zu finden, die einer Relaxation zu Grunde liegt.

Als Anfangsbedingung wird dem System eine vektorielle Startrichtung der einzelnen Zellen vorgegeben, wobei diese in der Regel für alle Zellen identisch ist. Bei den gezeigten Rechnungen entspricht diese immer der $[100]$ Richtung und ist somit parallel zur

langen Achse der modellierte Leiterbahn orientiert. Damit ist die Magnetisierung des Systems vollständig in eine magnetisch leichte Richtung ausgerichtet (siehe Abschnitt 2.6), da wie zuvor erwähnt, nur die Formanisotropie im System vorhanden ist.

Des Weiteren muss eine Abbruchbedingung für die Rechnung bestimmt werden, nach dessen Erreichen die Iterationen gestoppt wird. Im vorliegenden Fall verwendet man dazu die Größe $\sum \dot{\underline{M}}(r_i, t)$ (kurz $d\underline{m}/dt$), die für jeden Iterationsschritt neu berechnet wird. Die Größe $\underline{m} = \underline{M}/M_s$ ist über den Einheitsvektor der Magnetisierung definiert.

Unterschreitet also die Dynamik des gesamten Systems einen vorher festgelegten Schwellwert, entspricht der aktuelle Zustand dem relaxierten Grundzustand des Systems, insofern die Grenze für $d\underline{m}/dt$ genügend klein gewählt worden ist. Die aktuell vorhandene Konfiguration der einzelnen Zellen wird als Ergebnis der Rechnung abgespeichert. Um die Rechendauer der Relaxation zu verkürzen, wird eine sehr große Dämpfung mit $\alpha = 0.6$ angenommen, so dass die Präzession der Magnetisierung schnell an Energie verliert. Dies ist zwar eine unphysikalische Annahme, für die Relaxation aber durchaus zu rechtfertigen, da keine weiteren Einflüsse auf das System wirken, als die Dämpfung und das Ergebnis mit einer erhöhten Dämpfung schneller erreicht werden kann. Für die folgende Simulation der Relaxation ist eine Abbruchbedingung von $d\underline{m}/dt \leq 1 \cdot 10^{-6} \frac{\text{deg}}{\text{ns}}$ gewählt worden. In Abb 4.24 a. ist der Anfangszustand zu sehen, wobei sich auf Grund der Übersicht nur das linke Ende der modellierten Leiterbahn beschränkt wird. In dieser Art der Abbildung symbolisieren die Pfeile die Ausrichtung der Zellen in der x - y -Ebene. Allerdings ist in der vorliegenden Abbildung, aus Gründen der Anschaulichkeit, nicht jede Zelle mit einem Pfeil versehen worden. Es ist nur eine gemittelte Ausrichtung abgebildet, wobei sich diese über jeweils zweite Zelle erstreckt.

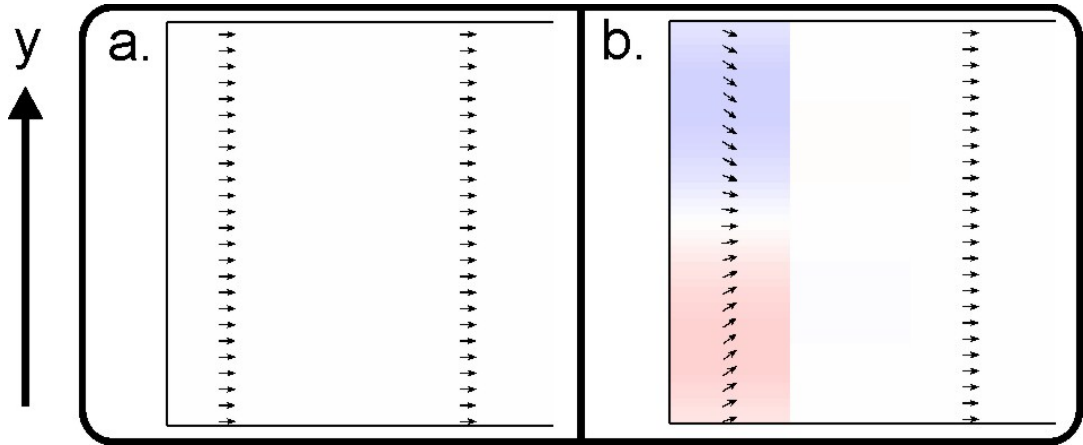


Abbildung 4.24: Gezeigt ist das linke Ende der modellierten Leiterbahn. Der Farbkontrast ist ein Maß für die Größe der y -Komponente der Zellenmagnetisierung. In a. ist die vollständig aufmagnetisierte Leiterbahn vor der Relaxation abgebildet. Das Resultat der Relaxation mit der Abbruchbedingung von $d\underline{m}/dt \leq 1 \cdot 10^{-6} \frac{\text{deg}}{\text{ns}}$ ist in b. dargestellt.

In Abb. 4.24 b. ist die gleiche Stelle des Systems wie in a. gezeigt. Jedoch ist dort die Zellenkonfiguration nach Erreichen der Abbruchbedingung für die Relaxation abgebildet. Die Magnetisierung der Zellen am Ende der Leiterbahn weisen nun gegenüber dem Anfangszustand eine Verkipfung auf. Um dies zu verdeutlichen ist die y -Komponente der Magnetisierung als Farbkontrast gewählt worden. Somit bedeutet eine blaue/rote Einfärbung einen nicht verschwindenden Betrag der Magnetisierung in die $-y$ / $+y$ Richtung. Im Gegensatz zur Pfeildarstellung ist jeder Zelle ein Farbwert zugeordnet worden.

Als Ursache für die beobachtete Verkipfung der Randzellen am Ende der Leiterbahn, lässt sich die Reduktion der Streufeldenergie des Systems identifizieren. Um dies verständlich zu machen, sei auf Abschnitt 2.6.1 verwiesen. Dort wurde beschrieben, dass der physikalische Ursprung des Streufeldes bzw. Entmagnetisierungsfeldes (Streufeld innerhalb des Körpers) die magnetischen Oberflächenladungen sind. Da der Betrag der Magnetisierung in der Simulation konstant ist, sorgt eine y -Komponente dafür, dass die x -Komponente und damit auch die magnetische Oberflächenladung am Rand der Leiterbahn verringert wird. Eine kleinere magnetische Oberflächenladung erzeugt dem entsprechend auch ein kleines Streufeld, wobei dies weniger Energie benötigt. Das System ist daher bestrebt die x -Komponente der Zellen am Rand zu reduzieren, um so die Streufeldenergie zu minimieren. Dabei ist der Grenzfall das die Zellen keine x -Komponente mehr aufweisen. Jedoch ist in 4.24 b. zu erkennen, dass auch nach der Relaxation (Minimierung der Gesamtenergie des Systems) dies nicht der Fall ist.

Der bergrenzende Faktor für die Verkipfung der Zellen ist die Austauschwechselwirkung. In einem magnetischen Festkörper muss zusätzlich zur Streufeldenergie gleichzeitig auch ebenfalls die Austauschenergie berücksichtigt werden. Je größer der Verkipfungswinkel zwischen nächsten Nachbarzellen ist, umso energetisch ungünstiger wird diese Ausrichtung im Bezug auf die Austauschwechselwirkung (siehe Abschnitt 2.1). Die Zellen verkippen also nur bis zu dem Punkt, an dem der Energiegewinn durch die Reduktion des Streufeldes genauso groß ist, wie die dafür benötigte Austauschenergie.

Eine einfache Art den Betrag der Austauschenergie zu verringern wäre, die zweite Zellenreihe ebenfalls zu verkippen. Jedoch zeigt der relaxierte Zustand in Abb. 4.24 b. kein Verhalten dieser Art. Um dies genauer zu untersuchen, wurden weitere Relaxationen durchgeführt, wobei die Zellenlänge von $x = 300\text{ nm}$ auf $x = 30\text{ nm}$ bzw. $x = 3\text{ nm}$ reduziert worden ist.

Beim Vergleich der relaxierten Zustände in Abb. 4.25 wird deutlich, dass innerhalb der zuvor gewählten 300 nm langen Zellen (markiert durch die grüne Linie) noch eine Feinstruktur der Zellenanordnung (siehe Abb. 4.25 b. und c.) existiert. Diese konnte zuvor auf Grund der großen Zellenstruktur nicht aufgelöst werden. Innerhalb dieser Feinstruktur ist durchaus zu erkennen, dass auch die weitere Zellenreihen verkippt sind. Wie erwartet, verringert das System so die benötigte Austauschenergie, wodurch die Zellen am Ende der Leiterbahn ihre x -Komponente weiter reduzieren können.

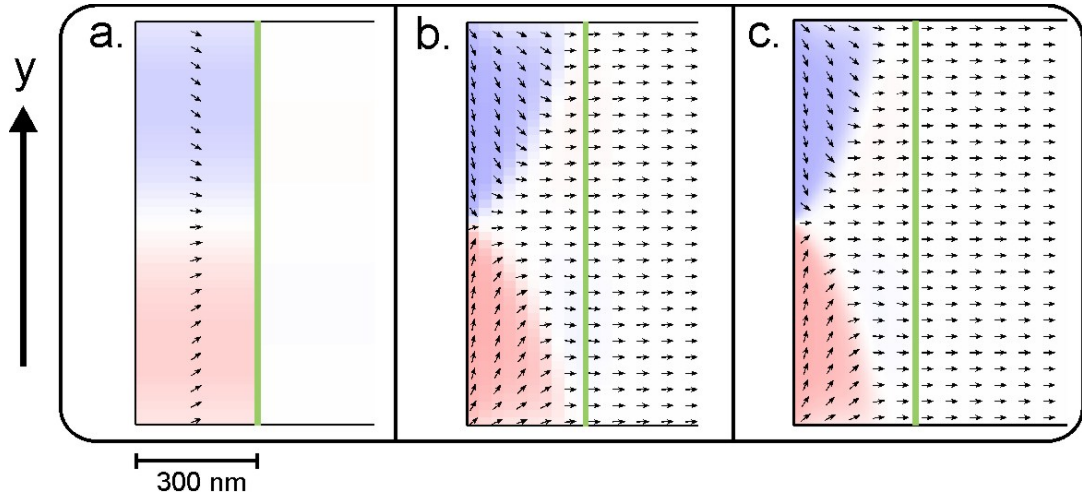


Abbildung 4.25: Es werden drei Relaxationen gegenüber gestellt, in denen ausschließlich die Zellengröße verändert worden ist. Durch die grüne Linie in den Bildern wird ein Abstand von 300 nm vom linken Leiterbahnrand markiert. Die lateralen Zellendimensionen der verschiedenen Bilder sind a. 300 nm · 20 nm / b. 30 nm · 20 nm / c. 3 nm · 2 nm. Im Farbkontrast sind alle Zellen dargestellt, wohingegen die Anzahl der Pfeile reduziert worden ist.

Als eine Gemeinsamkeit bei allen drei Relaxationen findet sich, dass in einer Entfernung von 300 nm vom linken Rand keine Verkipfung der Zellen mehr festzustellen ist. Somit liefern alle drei Relaxationen qualitativ das gleiche Ergebnis, wobei sich nur Unterschiede in der Feinstruktur an den Enden der Leiterbahn finden lassen. Im Weiteren wird die Ursache für diesen Unterschiede diskutiert.

Die durch OOMMF berechnete Austauschenergie einer Zelle ist unabhängig von der gewählten Zellengröße und nur abhängig von den Verkipfungswinkel der Magnetisierung der Zelle gegenüber seinen Nachbarzellen. Im Gegensatz dazu hängt die Streufeldenergie durchaus von der Zellengröße ab. Wie schon erwähnt, wird das Streufeld durch magnetische Oberflächenladungen erzeugt, die nur existieren, falls eine Divergenz der Magnetisierung vorhanden ist. Ist die Oberfläche der Zelle an der eine Divergenz auftritt groß (z.B. 300 nm), dann entstehen entsprechend mehr magnetische Oberflächenladungen, als bei einer kleinen Zellenoberfläche (z.B. 3 nm). Daraus folgt, dass mit zunehmender Zellengröße das Verhalten der einzelnen Zellen hauptsächlich durch die Dipolenergie bestimmt wird und austauschgekoppelte Effekte nicht beobachtet werden können.

Die Gesamtlänge der Leiterbahn ist mit 78 μm in einer Größenordnung, in der die wesentlichen Einflüsse auf das Verhalten des Gesamtsystems durch langreichweitige dipolare Effekte hervorgerufen werden sollten und kurzreichweitige austauschgetriebene Effekte (es sei nochmals erwähnt das OOMMF direkten Austausch voraussetzt) zu

vernachlässigen sind. Als ein guter Kompromiss zwischen Genauigkeit und Rechendauer wird daher im weiteren Verlauf der Arbeit das System mit Zellenlängen von 300 nm behandelt. Der Fehler, der durch das Vernachlässigen der Austauschphänomene innerhalb dieser Zelle gemacht wird, kann als gering eingeschätzt werden, da eine Zelle nur $\approx 0.4\%$ der Gesamtlänge entspricht.

Im Gegensatz dazu besitzt das System nur die Breite von $1\text{ }\mu\text{m}$, wodurch der Einfluss von Austauscheffekten gegenüber der Längendimension erhöht wird. Die Zellenbreite ist deshalb mit 20 nm durchaus in einer Größenordnung gewählt worden, in der eventuell auftretende austauschgetriebene Anregungen aufgelöst werden könnten.

4.4 Simulation eines Spektrums der ferromagnetischen Resonanz

Ausgehend von dem zuvor berechneten relaxierten Zustand der Permalloy-Leiterbahn wird in diesem Kapitel beschrieben, wie sich ein FMR-Spektrum mittels OOMMF simulieren lässt. Dabei wird insbesondere auf die Abbruchbedingung der Simulation eingegangen, sowie auf die Möglichkeit zu jedem Zeitpunkt des Spektrums den momentanen Zustand des Systems abzubilden. So lassen sich Informationen über den Ursprung der Anregungsmoden erhalten. Des Weiteren finden sich ausführliche Diskussionen über die Einflüsse verschiedener Simulationsparameter, die zu einem besseren Verständnis des gesamten Simulationsprozesses führen.

4.4.1 Analyse eines simulierten Spektrums der ferromagnetischen Resonanz

In diesem Abschnitt wird anhand eines Beispiels erläutert, wie vorzugehen ist, um mittels OOMMF ein Spektrum der ferromagnetischen Resonanz einer Permalloy-Leiterbahn zu simulieren. Dazu muss dem System zunächst ein Anfangszustand zugewiesen werden. Im vorliegenden Fall wird dafür der, in Abschnitt 4.3.3 berechnete, relaxierte remanente Zustand verwendet. Des Weiteren benötigt die Anregung des Systems ein hochfrequentes Magnetfeld (siehe Abschnitt 2.4), welches experimentell durch Mikrowellenstrahlung erzeugt wird. Um dies zu simulieren, fügt man dem System ein dynamisches ($b(t) \approx \sin(\omega t)$) Magnetfeld hinzu, dessen aktuelle Amplitude und Ausrichtung über das gesamte System homogen ist. Für das hier behandelte Beispiel ist für die Frequenz dieses Feld $f = 7.8\text{ GHz}$ gewählt worden. Außerdem ist das Feld durch eine maximale Schwingungsamplitude von $A = \pm 0.5\text{ mT}$ beschränkt, wobei die Oszillationsrichtung der z -Achse des Koordinatensystems (siehe dazu Abb. 4.23) entspricht. Diese Wahl dieser Ausrichtung ist durch den Aufbau des Experimentes festgelegt worden (siehe Abschnitt 3.1). Wurde für die Relaxation noch ein zu hoher Dämpfungsparameter α angenommen, ist dieser nun auf einen Wert von $\alpha = 0.007$ reduziert worden. Der

Wert entstammt aus der Literatur, in der das Dämpfungsverhalten von 50 nm dicken Permalloyfilmen bestimmt worden ist [Bon05].

Um ein Spektrum der ferromagnetischen Resonanz zu simulieren, muss zusätzlich zum Hochfrequenzfeld ein weiteres Magnetfeld B an das System angelegt werden. Dabei besitzt dieses Feld, im Gegensatz zum Hochfrequenzfeld, die Eigenschaften, dass es sowohl räumlich als auch zeitlich über das gesamte System konstant ist. Mit Hilfe von B lässt sich das externe Magnetfeld simulieren, welches in einer Messung verwendet wird. Somit muss B der Forderung genügen, dass dessen Feldbetrag in einem vorgegebenen Bereich variabel ist und sich dieser in definierten Schritten verändern lässt.

Es bedarf also eines Kriteriums, das der Simulation einen Punkt vorgibt, ab dem der Feldbetrag erhöht werden soll. Für diese Kriterium bietet sich das Erreichen der Abbruchbedingung an. Wie im vorherigen Abschnitt beschrieben wurde, kann damit der Gleichgewichtszustand des Systems bestimmt werden. Im vorliegenden Fall besteht allerdings auf Grund des dynamischen Magnetfeldes eine kontinuierliche Anregung des gesamten Systems. Daher ist das Unterschreiten eines Grenzwertes der Größe \underline{dm}/dt keine geeignete Abbruchbedingung.

Es muss eine neue Abbruchbedingung ausgewählt werden, welche unter anderem gewährleistet, dass trotz der anlegten Magnetfelder die Größe \underline{dm}/dt möglichst geringe Werte annimmt. Da im System eine Dämpfung existiert, die der Anregung entgegenwirkt, stellt sich nach einer gewissen Zeit ein dynamisches Gleichgewicht ein. Deshalb ist es naheliegend die Simulationszeit als Abbruchbedingung zu verwenden. Lässt man einer Simulation ausreichend Zeit, befindet sich das System in einem dynamischen Gleichgewichtszustand. In diesem Gleichgewichtszustand gilt das der zeitliche Mittelwert $\underline{dm}/dt = \text{const.}$ ist.

Wird die vorgegebene Simulationszeit für den Abbruch erreicht, dann werden die aktuellen Konfigurationen aller Zelle des Systems gespeichert (diese Informationen lassen sich auch als Bild wiedergegeben). Danach dient dieser Zustand als Anfangszustand einer daran anschließenden, weiteren Simulation. Diese Simulation zeichnet sich dabei gegenüber der vorherigen dadurch aus, dass der Betrag des konstanten Magnetfeldes um einen Feldschritt verändert worden ist. Das heißt die Simulationszeit ist eine relative Abbruchbedingung. Ohne eine absolute Abbruchbedingung würde die Simulation unendlich lange fortlaufen. Deshalb müssen vom Benutzer die Anzahl der gewünschten Feldschritte vorgegeben werden. Für das hier gezeigte Beispiel wird das Magnetfeld B in einem Bereich von 0 mT bis 400 mT mit einer Schrittweite von $+1\text{ mT}$ variiert. Wobei die laterale Ausrichtung des Feldes über den gesamten Feldbereich unverändert bleibt und für dieses Beispiel entlang der langen Leiterbahnachse ausgerichtet ist.

Die gewählte Abbruchzeit besitzt einen großen Einfluss auf das Ergebnis der Simulation. Ist diese zu kurz, dann befindet sich das System noch nicht in der Nähe des Gleichgewichtszustands, bevor die Berechnung zu einem neuen Feldschritt begonnen wird. Ist sie andererseits zu lang, wird die Rechendauer der gesamten 400 Schritte unnötig verlängert. Des Weiteren ist es sinnvoll ein ganzzahliges Vielfaches der Pe-

riodendauer $n \cdot T$ des Hochfrequenzfeldes als Abbruchzeit zu wählen, da es sich bei der Anregung des Systems um ein Resonanzphänomen handelt. Eine physikalische Eigenschaft (egal ob mechanisch, magnetisch, elektrisch ...) einer resonanten Anregung ist, dass eine Phasendifferenz zwischen treibender und getriebener Größe von genau $\frac{\pi}{2}$ existiert [Vog99]. Die zeitliche Varianz der Amplitude des Hochfrequenzfeldes wird mit einer Sinusfunktion beschrieben, somit nimmt diese nach einer ganzen Periode wieder den Wert 0 an (ausgehend von $t = 0$ s). In Richtung der Anregung (z -Achse) führt die entsprechende Komponente der Magnetisierung des Systems ebenfalls eine erzwungene Sinusschwingung aus, jedoch mit einer Phasendifferenz zur Anregung. Befindet sich das System in Resonanz ist die Auslenkung in Richtung der Anregung genau dann maximal, wenn ein ganzzahliges Vielfaches der Hochfrequenzfeldperiodendauer erreicht ist. Das Verhalten des Systems im resonanten bzw. nicht resonanten Fall ist in Abb. 4.26 dargestellt.

Dort ist die Amplitude des anregenden Hochfrequenzfeldes $b_z(t)$ und die Antwort des Systems $m_z(t)$ über dem zeitlichen Verlauf dargestellt. Die Größe $m_z(t)$ entspricht dem Mittelwert der z -Komponenten der Magnetisierung aller Zellen des Systems, normiert auf die Sättigungsmagnetisierung. Die schwarzen Punkte auf der $y = 0$ Linie markieren dabei die Stellen, an denen das Hochfrequenzfeld eine volle Periode durchgeführt hat. Somit stellen diese Punkte mögliche Abbrechpunkte für die Simulation dar.

Während der Berechnung für das Diagramm a. ist das externe Feld so gewählt worden ($B_{ext} = 0$ mT), dass sich das System nicht in einem resonanten Zustand befindet. Es ist deutlich zu erkennen, dass wie erwartet $m_z(t)$ der sinusförmigen Anregung folgt, jedoch mit einer unbekannten Phasendifferenz und einer sehr kleinen Amplitude. Auch im nicht resonanten Fall existiert eine Präzession der Magnetisierung, wobei sie nur eine maximale Amplitude von $m_z \approx 0.0003$ (blaue Linie) aufweist. Daraus lässt sich mit $\arcsin(m_z/m_s)$ ein Öffnungswinkel der Präzession von 0.017° in Richtung der z -Achse berechnen. Allerdings führt die Phasendifferenz und die gewählte Abbruchbedingung dazu, dass das System zur Zeit des Abbruchs nicht die Auslenkung $m_z = 0$ besitzt. Es ist ein kleiner Offset der Amplitude (orange Linie) vorhanden. Der exakte Betrag dieses Amplitudenoffsets variiert natürlich je nach Phasendifferenz und ist deshalb abhängig vom externen Magnetfeld. Für das gezeigte Beispiel lässt sich eine Phasendifferenz zwischen $b_z(t)$ und $m_z(t)$ von 55° bestimmen, was einem Amplitudenoffset von $m_z \approx 0.00025$ zur Folge hat.

Ein anderes Verhalten ist für den resonanten Fall b. ($B_{ext} = B_{reso}$) zu beobachten. Dort ist zum einen die Schwingungsamplitude des Systems $m_z(t)$ um zwei bis drei Größenordnungen größer und die Phasendifferenz gegenüber der Anregung entspricht exakt $\frac{\pi}{2}$. Aus diesem Grund kann mit der gewählten Abbruchbedingung gewährleistet werden, dass sich das System zur Zeit des Abbruchs in einem Zustand der maximalen Auslenkung befindet. Da die Größe $m_z(t)$ im weiteren Verlauf das simulierte FMR-Signal darstellt, ist es wichtig möglichst große Werte für diese Größe zu erhalten.

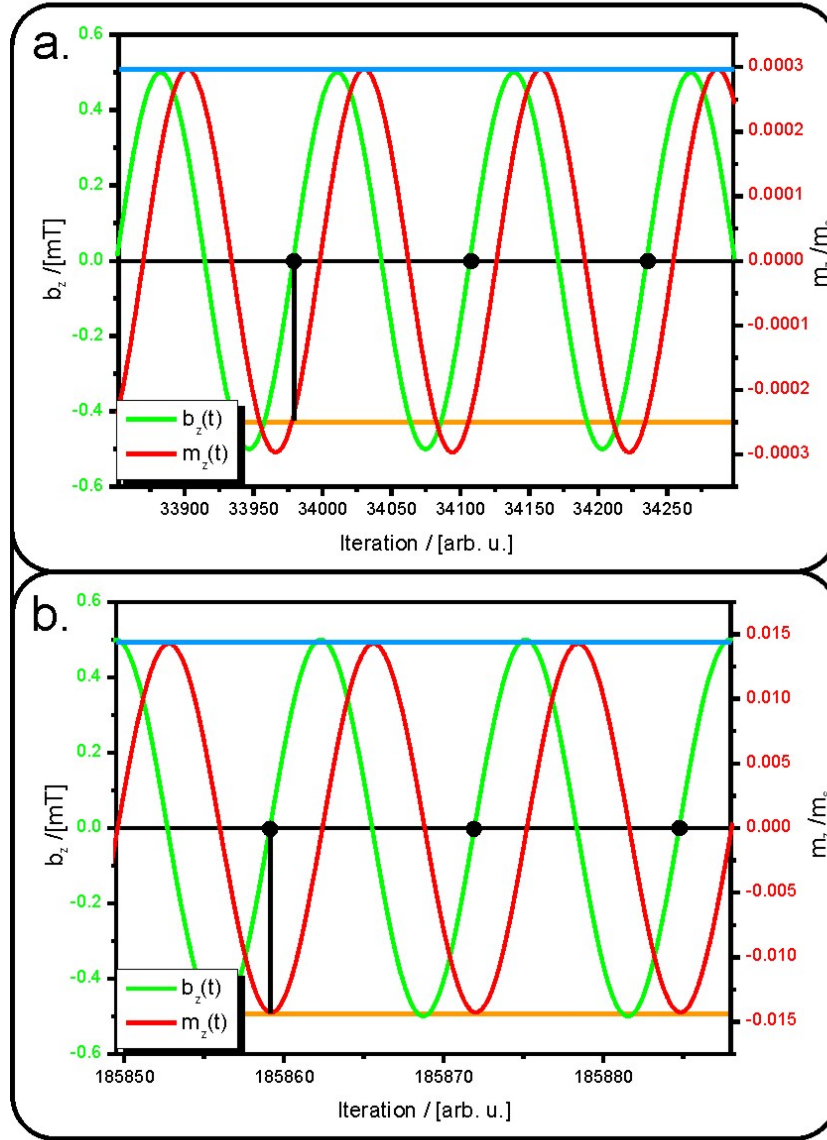


Abbildung 4.26: Beide Diagramme zeigen den zeitlichen Verlauf des anregenden Hochfrequenzfeldes $b_z(t)$ und Antwort des Systems $m_z(t)$. Wobei $m_z(t)$ der Mittelwert der z -Komponenten aller Zellen des System ist und auf die Sättigungsmagnetisierung normiert ist. Es wird nur die z -Komponente betrachtet, da dies die Richtung der Anregung ist. Die Stellen, an denen das Hochfrequenzfeld eine volle Schwingung vollzogen hat, sind durch einen schwarzen Punkt auf der $y = 0$ Linie gekennzeichnet. In a. wird der nicht resonante und in b. der resonante Fall gezeigt.

Dies sorgt dafür, dass die Resonanzposition der Probe gegenüber dem übrigen Amplitudenoffset deutlich zu erkennen ist.

Vergleicht man z.B. die beiden, anhand des Beispiels bestimmten, Werte für m_z ist offensichtlich, dass der, an nicht resonanten Stellen erhaltene, Amplitudenoffset von m_z vernachlässigt werden kann. Dieser macht nur einen Anteil von 1.7 % an der maximale Amplitude $m_z \approx 0.0143$ in Resonanz aus. Aus der maximalen Amplitude lässt sich wiederum ein Öffnungswinkel der Präzession von 0.8° bestimmen. An dieser Stelle sei jedoch darauf hingewiesen, dass die berechneten Öffnungswinkel nur ein Mittel über das gesamte System angeben. Da es sich um eine strukturierte Probe handelt, variiert der Öffnungswinkel mit der lateralen Position innerhalb des Systems. Genauer wird in Abschnitt 4.5.2.1 diskutiert.

Nachdem nun alle Vorbetrachtungen zur Simulation eines FMR-Spektrums vorgenommen worden sind, wurde diese Art der Simulation mittels OOMMF durchgeführt. Das Ergebnis dieser Simulation ist in Abb. 4.27 dargestellt, wobei im Weiteren auf Einzelheiten des abgebildeten Diagrammes eingegangen wird.

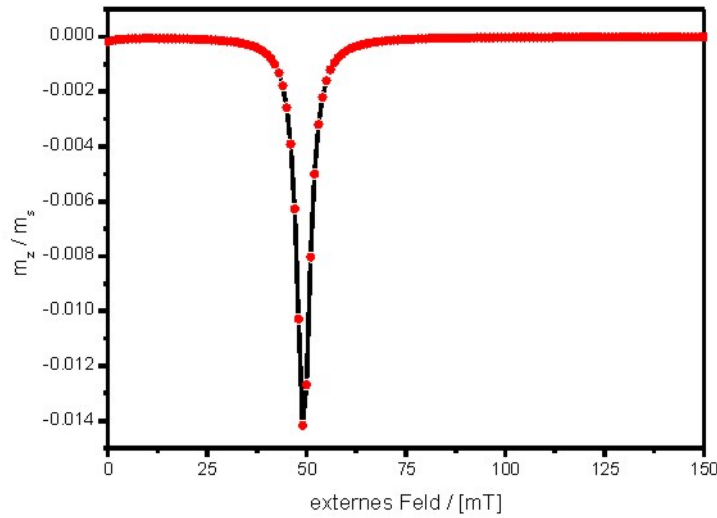


Abbildung 4.27: In dem Diagramm ist die Auslenkung des gesamten Systems in z -Richtung m_z über einem angelegten Magnetfeld B aufgetragen. B ist entlang der langen Leiterbahnnachse ausgerichtet und das Hochfrequenzfeld besitzt eine maximale Amplitude von 0.5 mT bei einer Frequenz von $f = 7.8 \text{ GHz}$. Deutlich ist eine erhöhte Auslenkung des Systems bei einem Magnetfeld von 49 mT zu erkennen. Daraus folgt, dass sich dort eine Resonanzposition des Systems befindet.

Zu Beginn der Simulation ist das System ausschließlich dem Hochfrequenzfeld $f = 7.8 \text{ GHz}$ ausgesetzt, da das externe Feld B bei einem Wert von 0 mT startet. Nach Erreichen der Abbruchzeit von 6.282 ns , was exakt 49 Schwingungen des Hochfrequenzfeldes entspricht, wird dem Feldwert B die aktuelle Auslenkung in z -Richtung m_z zugeordnet. Dieses Wertepaar ist als roter Punkt im Graphen abgebildet. Nun wird B um 1 mT erhöht und dem System erneut eine Zeit von 6.282 ns gegeben, bis ein weiteres Wertepaar zugeordnet wird. Die Wahl von 49 Schwingungen ist rein empirisch zu begründen, in Abschnitt 4.4.3 werden die Einflüsse unterschiedlicher Abbruchzeiten auf das Ergebnis der Simulation diskutiert. Wie zuvor gezeigt worden ist, erhält man sehr unterschiedliche Werte für m_z , abhängig davon ob das System sich im resonanten Zustand befindet oder nicht. Somit ist es möglich ein FMR Spektrum zu simulieren, indem m_z in Beziehung zum externen Feld aufgetragen wird.

Wie anhand des Kurvenverlaufes in Abb. 4.27 zu erkennen ist, gelangt das System für diese Konfiguration des externen Feldes bei $B = 49 \text{ mT}$ in einen resonanten Zustand. Für diesen Feldwert lässt sich eine deutlich größere Auslenkung der Magnetisierung m_z in z -Richtung feststellen, als bei anderen Feldwerten. Dabei ist in dieser Art der Darstellung auffällig, dass m_z ausschließlich negative Werte aufweist. Dies ist durch das Vorzeichen des Hochfrequenzfeldes bedingt und gut in Abb. 4.26 a zu erkennen. Um positive Werte für m_z zu erhalten, müsste die Zeitabhängigkeit des Hochfrequenzfeldes mit $-\sin(\omega t)$ simuliert werden.

Dieser Darstellungsweise können allerdings keine Informationen über die Art der resonanten Anregung entnommen werden, da m_z eine über das gesamte System gemittelte Größe ist. Für eine weitere Analyse der Anregungsform bietet OOMMF die Möglichkeit einer bildlichen Darstellung der Magnetisierungskonfiguration jeder einzelnen Zelle zum Zeitpunkt der Abbruchbedingung. So gibt es zu jedem roten Punkt in Abb. 4.27 auch eine Momentaufnahme des gesamten Systems, in der sich die Ausrichtung der Magnetisierung jeder Zelle betrachten lässt. Die Abb. 4.28 zeigt eine Momentaufnahme für den Feldwert von $B = 49 \text{ mT}$.

Die Farbcodierung in der Abbildung gibt die Auslenkung der Zellen in z -Richtung wieder. So sind Bereiche mit intensiverer Blaufärbung stärker ausgelenkt, als hellblaue Gebiete. Im oberen Teil ist die gesamte Leiterbahn abgebildet, jedoch ist auf Grund des hohen lateralen Aspektverhältnis von 1 zu 78 die Übersichtlichkeit eingeschränkt. Für die im folgenden diskutierten Bereich sind deshalb zusätzlich vergrößerte Darstellungen der jeweiligen Bereiche abgebildet.

Am Anfang bzw. Ende der Leiterbahn (mit 1 markiert) sind weiße Bereiche zu erkennen. Das bedeutet, dass dort zum Zeitpunkt der Momentaufnahme keine Auslenkung in z -Richtung festgestellt werden kann. Anhand dieser Darstellungsmethode kann also die folgende Aussage gemacht werden. Bei einem externen Feld von $B = 49 \text{ mT}$ ist zwar ein Großteil der Leiterbahn resonant angeregt, aber es lassen sich trotzdem Bereiche identifizieren, für die die Resonanzbedingung nicht erfüllt ist.

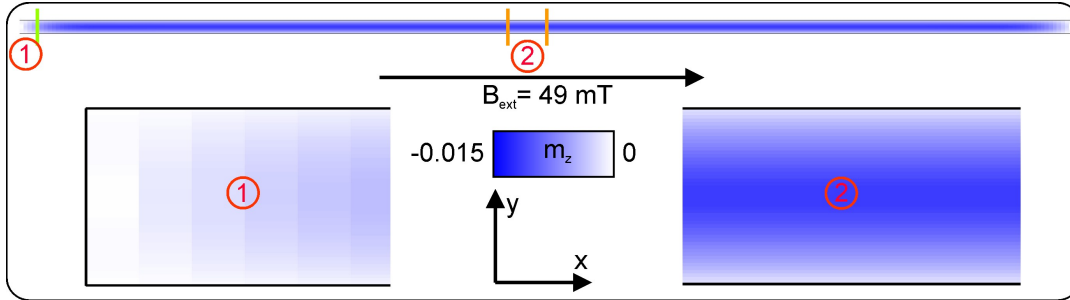


Abbildung 4.28: Im oberen Teil der Abbildung ist die z -Auslenkung jeder Zelle der Leiterbahn bei einem Magnetfeldwert von $B = 49 \text{ mT}$ dargestellt. Damit befindet sich das System in dem zuvor gefundenen resonanten Zustand. Die Farbcodierung entspricht in diesem Fall der Auslenkung der Zellen in z -Richtung. Die mit 1 und 2 markierten Stellen sind separat vergrößert abgebildet, um Unterschiede in der Anregungsstärke sichtbar zu machen.

Eine ausführliche Diskussion dieser Anregungsmode ist in Abschnitt 4.5.2.1 zu finden. Hier sei der physikalische Hintergrund der Modenstruktur kurz erläutert.

Das externe Feld ist entlang der magnetisch leichten Richtung der Leiterbahn ausgerichtet, das heißt nur am Anfang bzw. Ende der Leiterbahn ist eine Divergenz der Magnetisierung vorhanden (Übergang vom magnetischen Material in den Außenraum). Durch diese Divergenz werden dort magnetische Oberflächenladungen erzeugt, die wiederum der Ursprung des Entmagnetisierungsfeldes sind (siehe Abschnitt 2.6.1). Das Entmagnetisierungsfeld wirkt dem externen Feld entgegen, allerdings ist dessen Betrag in der Nähe der Oberflächenladungen inhomogen (siehe Abb. 2.8). Das bedeutet, dass ein lokaler Unterschied im effektiven Feld des System existiert. Da das effektive Feld jedoch die Resonanzbedingung beeinflusst, unterliegen die Randbereiche daher einer anderen Resonanzbedingung als die übrige Leiterbahn.

Die vergrößerte Ansicht des mittleren Bereiches der Leiterbahn (mit 2 markiert) zeigt, dass die Auslenkungsamplitude über den Querschnitt der Leiterbahn (y -Richtung) variiert. Die Zellen am Rand sind deutlich geringer ausgelenkt (hellblau), als Zellen in der Mitte der Struktur (dunkelblau). Im Unterschied zu 1 erfüllen die Zellen am Rand die Resonanzbedingung und weisen daher eine geringe Schwingungsamplitude auf. Da diese Mode zwar den Charakter einer uniformen Anregung besitzt, jedoch unterschiedlich stark angeregte Bereiche existieren, wird sie im Weiteren als quasi-uniforme Mode bezeichnet.

4.4.2 Einfluss der Orientierung des Hochfrequenzfeldes

Um die experimentellen Vorgaben möglich gut zu simulieren, wurde bisher die Ausrichtung des Hochfrequenzfeldes entlang der z -Achse gewählt. In diesem Abschnitt wird gezeigt, dass eine wesentliche Verbesserung der Signalintensität erreicht werden kann, indem das Hochfrequenzfeld in die y -Richtung angelegt wird. Dies sollte auch für die durchgeführten Messungen an diesem System zu einem erheblich besseren Signal zu Rauschverhältnis führen. Um die Simulationsergebnisse vergleichbar zu machen, ist ausschließlich die Richtung des Hochfrequenzfeldes verändert worden, alle weiteren Größen sind identisch zur vorherigen Simulation.

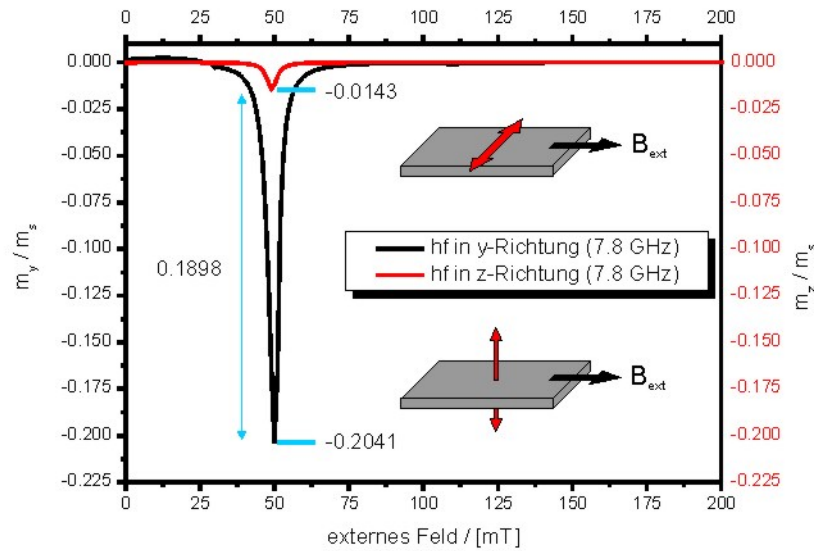


Abbildung 4.29: Zur Berechnung des schwarzen Kurvenverlaufs wurde das Hochfrequenzfeld in y -Richtung angelegt. Dem entsprechend ist m_y über dem externen Feld aufgetragen. Dieses Spektrum kann direkt mit dem aus Abb. 4.27 verglichen werden (welches in rot dargestellt ist). Es lassen sich Unterschiede in der Kurvenform bei kleinen Feldern feststellen. Ebenso unterscheiden sich die Größen der Resonanzpeaks und damit die Anregungsstärke des Systems um den Faktor 13.

Wie bereits gezeigt worden ist, erhält man auf Grund der Abbruchbedingung, nur ein berechnetes FMR-Spektrum für die Komponente der Magnetisierung die parallel zum Hochfrequenzfeld orientiert ist. Wurde zuvor immer die m_z -Komponente dargestellt, so muss nun m_y abgebildet werden. Dies entspricht annähernd der Signalentstehung eines realen FMR-Experiment, wie aus Gleichung (2.23) entnommen werden kann. Die

Gleichung zeigt, dass die Absorption der Mikrowellenleistung von der Suszeptibilität des Systems in Richtung der Mikrowellenanregung abhängig ist.

In Abb. 4.29 sind die berechneten Spektren für ein in y - bzw. z -Richtung angelegtes Hochfrequenzfeld (schwarz/rot) mit dem gleichen Maßstab in einem Diagramm abgebildet. Für kleine externe Felder ($B < 25 \text{ mT}$) ist eine Differenz zwischen beiden Kurven zu erkennen (noch vor dem Resonanzpeak). Mittels Abb. 4.24 kann eine Erklärung für dieses unterschiedliche Verhalten gefunden werden. Dort konnte gezeigt werden, dass im relaxierten Zustand am Rand der Leiterbahn einige Zellen vorhanden sind, deren y -Komponente $\neq 0$ ist. Nun ist aus dem vorherigen Abschnitt bekannt, dass in einem simulierten FMR-Spektrum sowohl m_z als auch m_y immer der Mittelwert der jeweiligen Komponente des Systems angibt.

Da sich das System für $B < 25 \text{ mT}$ nicht in Resonanz befindet, ist die angeregte Präzessionsamplitude sehr klein (siehe Abschnitt 4.4.1). Somit bestimmen die Zellen am Rand maßgeblich den Wert von m_y . Die Magnetisierung dieser Zellen reagiert jedoch unterschiedliche auf das Hochfrequenzfeld in y -Richtung, je nachdem in welchem Winkel sie sich zum Hochfrequenzfeld befindet. Bei höheren externen Feldern liegen beide Kurven direkt aufeinander, da nun auch die Magnetisierung am Rand der Leiterbahn keine Verkipfung in y -Richtung mehr aufweist.

Der deutlichste Unterschied beider Kurven ist die wesentlich stärkere Anregung des Systems in y -Richtung und das obwohl in beiden Fälle die Amplitude des Hochfrequenzfeldes $\pm 0.5 \text{ mT}$ betragen hat. Bei gleicher Skalierung ist der Resonanzpeak ca. 13 mal größer ($m_y = 0.2041$ und $m_z = 0.0143$). Dieses Verhalten kann mit Hilfe der Entmagnetisierungsfaktoren erklärt werden. In diesem Fall muss nicht berücksichtigt werden, dass das Entmagnetisierungsfeld eines Quaders (siehe Abschnitt 2.6.1.1) inhomogen ist. Da m_y und m_z über das gesamte System gemittelte Größen sind, lässt sich damit die Magnetisierung des Systems mittels eines Makrospins beschreiben. Somit ist es ebenfalls sinnvoll einen Mittelwert für das Entmagnetisierungsfeld zu finden, um dessen Wirkung auf den Makrospin zu untersuchen. Dies ermöglicht die einfache Näherung des Systems als einen Rotationsellipsoiden. Dazu betrachtet man die Leiterbahn als einen langezogenen Zylinder. Unter dieser Annahme lassen sich die Hauptdiagonalelemente des Entmagnetisierungstensors wie folgt berechnen [Hub98].

$$N_{xx} = \frac{1}{2} \cdot x \cdot y \cdot z \cdot \int_0^\infty \frac{1}{(x^2 + \alpha) \cdot \sqrt{(x^2 + \alpha) \cdot (y^2 + \alpha) \cdot (z^2 + \alpha)}} d\alpha \quad (4.13)$$

x, y, z sind die jeweiligen lateralen Dimensionen des Systems. Für das berechnete System von $x = 78 \mu\text{m}$ $y = 1 \mu\text{m}$ $z = 20 \text{ nm}$ liefert Gleichung (4.13) folgende Ergebnisse.

$$N_{xx} = 1.55 \cdot 10^{-5} \quad N_{yy} = 0.0196 \quad N_{zz} = 0.9803$$

Weiterhin wurde in Gleichung (2.37) die Beziehung zwischen Entmagnetisierungsfaktor und der Energie des Entmagnetisierungsfeldes aufgestellt.

$$E_d = \frac{V}{2} \mu_0 (N_{xx} \cdot M_x^2 + N_{yy} \cdot M_y^2 + N_{zz} \cdot M_z^2)$$

Aus dieser Gleichung folgt direkt, dass für das System der Leiterbahn die Energie des Entmagnetisierungsfeldes ein Minimum annimmt, falls $\underline{M} \parallel x$. Da sonst keine weiteren Anisotropiebeiträge in dem System vorhanden sind, ist dies die magnetisch leichte Richtung. Andererseits findet sich für $\underline{M} \parallel z$ ein Maximum in der Energie des Entmagnetisierungsfeldes, jedoch erfolgt auf Grund des Aufbaus des Experimentes exakt in diese Richtung die Anregung. Die in Resonanz aus dem Hochfrequenzfeld absorbierte Energie, wird also nicht nur durch Dämpfungsprozesse an das Kristallgitter abgegeben, sondern ein Anteil wird für den Aufbau eines Entmagnetisierungsfeldes benötigt.

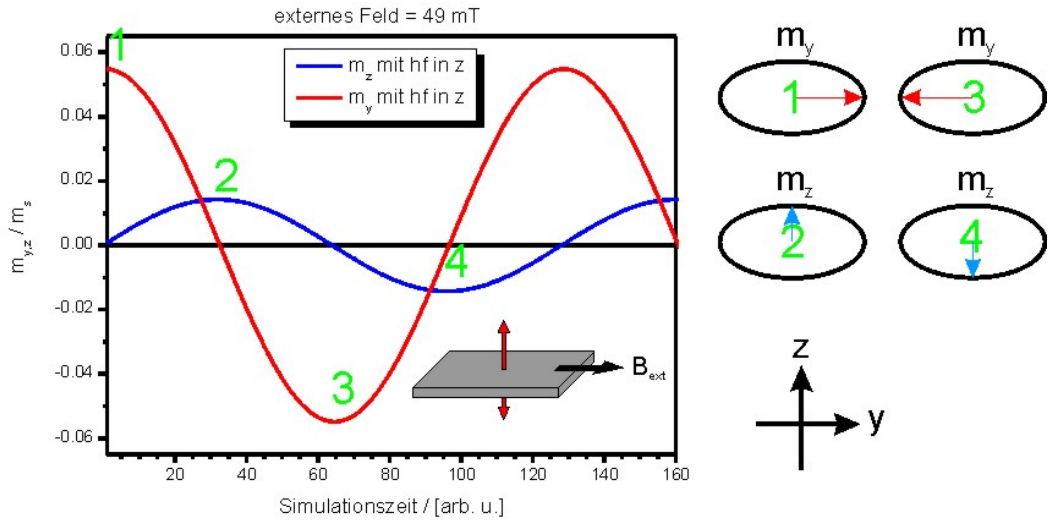


Abbildung 4.30: Es sind die Auslenkungen m_y und m_z des Makrospins über die Zeit aufgetragen. Die Anregung findet in z -Richtung statt und das System befindet sich in einem resonanten Zustand. Die maximale Auslenkung in y -Richtung (0.0548) ist gegenüber der z -Auslenkung (0.0143) um den Faktor ≈ 3.8 größer. Der Öffnungskegel des Makrospins besitzt daher eine elliptische Form.

Durch die Präzession der dynamischen Komponente der Magnetisierung, baut sich abwechselnd in y - und z -Richtung ein Entmagnetisierungsfeld auf. Da sich die beiden Diagonalelemente des Entmagnetisierungstensors unterscheiden $N_{yy} < N_{zz}$ folgt

daraus, dass auch die Größen der dynamischen Komponenten $m_y > m_z$ variieren. Der Makrospin, mit dem das gesamte System beschrieben wird, führt daher keine kreisförmige Präzessionsbewegung aus, sondern er befindet sich auf einer elliptischen Trajektorie. Um dies zu verdeutlichen sind in Abb. 4.30 sowohl m_y als auch m_z über die Präzessionsdauer aufgetragen, wobei sich das System in Resonanz befindet, also das externe Feld einen Wert von $B = 49 \text{ mT}$ aufweist.

Dieses Beispiel zeigt, dass der Makrospin eine höhere Auslenkung in die y -Richtung besitzt, obwohl das System in z -Richtung angeregt wird. Somit variiert der Öffnungswinkel des Präzessionskegels zeitlich periodisch zwischen Werten von 0.8° bis 3.1° . Das System lässt sich also auf Grund des geringeren N_{yy} (im Vergleich zu N_{zz}) wesentlich leichter in diese Richtung auslenken. Daher ist es naheliegend die Anregungsrichtung durch das Hochfrequenzfeld ebenfalls entlang der y -Richtung zu wählen, wobei alle weiteren Parameter unverändert bleiben. In Abb. 4.31 ist ein Vergleich für beide Anregungsrichtungen mit den jeweiligen Auslenkungen dargestellt.

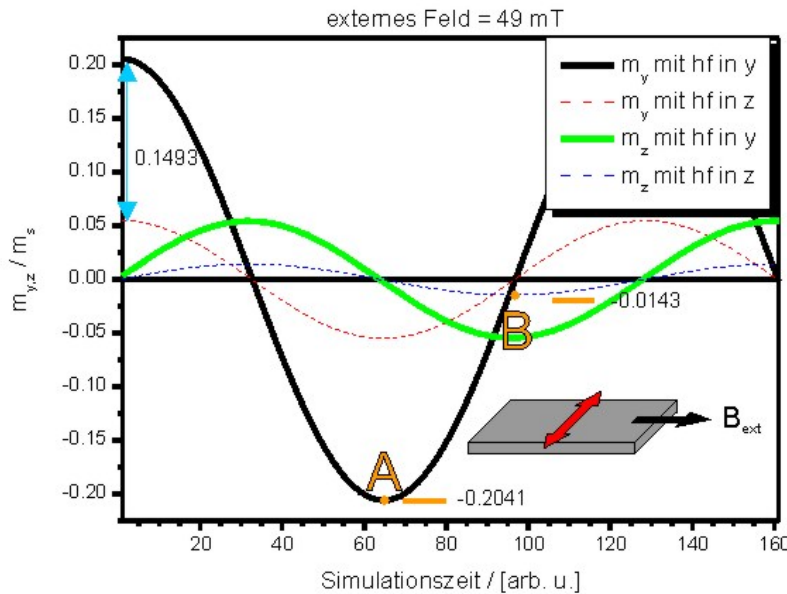


Abbildung 4.31: Sowohl m_y als auch m_z erfahren eine größere Auslenkung bei einem in y -Richtung anliegenden Hochfrequenzfeld. Zum Vergleich dazu sind die in Abb. 4.30 gezeigten Auslenkungen als gestrichelte Linie dargestellt. Die Punkte, die mit A und B markiert sind, entsprechen den Auslenkungen des Systems in Resonanz, die im berechneten FMR-Spektrum (Abb. 4.29) abgebildet sind.

Der Vergleich macht deutlich, dass bei einem in y -Richtung anliegenden Hochfrequenzfeld die Öffnungswinkel der Präzession deutlich vergrößert werden. Eine Analyse der Daten zeigt, dass der Betrag der maximalen Auslenkung in beiden Richtungen ungefähr um den gleichen Faktor größer wird.

$$m_y^{max}(b_y)/m_y^{max}(b_z) = 0.2041/0.0548 \approx 3.7$$

$$m_z^{max}(b_y)/m_z^{max}(b_z) = 0.0543/0.0143 \approx 3.8$$

Dem entsprechend sind die Öffnungswinkel nun in einem Bereich von 3.1° bis 11.8° und somit lässt sich durch die einfache Drehung des anregenden Hochfrequenzfeldes eine stärkere Anregung des gesamten System hervorrufen. Sollte diese Geometrie in den experimentellen Aufbau umgesetzt werden, ist zu beachten, dass z.B. ein Winkel von 11.8° durchaus keine kleine Störung des Systems mehr ist (wie es in Abschnitt 2.4.3 gefordert worden ist) und deswegen nicht-lineare Anregungen auftreten können.

4.4.3 Einfluss unterschiedlicher Abbruchzeiten

Bisher galt für alle simulierten FMR-Spektren, dass nach Erreichen der Abbruchzeit von 6.282 ns das externe Feld um einen Schritt erhöht worden ist. In diesem Abschnitt werden berechnete Spektren für unterschiedliche Abbruchzeiten verglichen und auf ihre Unterschiede untersucht. Ausgehend von dem in Abb. 4.27 gezeigten Spektrum wird als einziger Parameter die Abbruchzeit variiert. Für alle Spektren ist somit das externe Feld entlang der langen Leiterbahnachse orientiert und das Hochfrequenzfeld ($f = 7.8\text{ GHz}$ mit maximale Amplitude von 0.5 mT) regt das System parallel zur z -Achse an.

In Abb. 4.32 sind die berechneten Spektren für die Abbruchzeiten von 1.28 ns , 2.56 ns , 5.12 ns , 6.28 ns und 10.25 ns gezeigt. Diese Zeiten entsprechen jeweils 10/20/40/49/80 Schwingungen des Hochfrequenzfeldes. Im Bereich kleiner externer Felder ($B < 3\text{ mT}$) sind Unterschiede in den Spektren zu erkennen. Diese lassen sich darauf zurückführen, dass mit Permalloy ein weicher Magnet simuliert wird (kleine Magnetisierung, keine zusätzlichen Anisotropien), daher reagiert das System schon auf kleine äußere Felder.

So wird als Anfangszustand der Simulationen der relaxierte Grundzustand (siehe Abschnitt 4.3.3) verwendet, der vollkommen frei von äußeren Felder ist. Auch wenn im ersten Schritten das externe Feld noch 0 mT beträgt, bringt das Hochfrequenzfeld eine zeitabhängige Störung in das System, auf die die Magnetisierung der einzelnen Zellen reagiert. An dieser Stelle sei erwähnt, dass nicht nur das Hochfrequenzfeld selbst eine Störung darstellt, sondern auch die Reaktion der Zellen auf dieses Feld dynamische interne Felder (Entmagnetisierungsfeld, Austauschfeld) erzeugt. Wird dem System genügend Zeit gegeben, stellt sich ein Gleichgewicht zwischen Anregung und Dämpfung ein. Falls jedoch die Abbruchzeit so kurz gewählt wird, dass das System sich noch nicht in diesem Gleichgewichtszustand befindet, werden in diesem Bereich Fehler begangen.

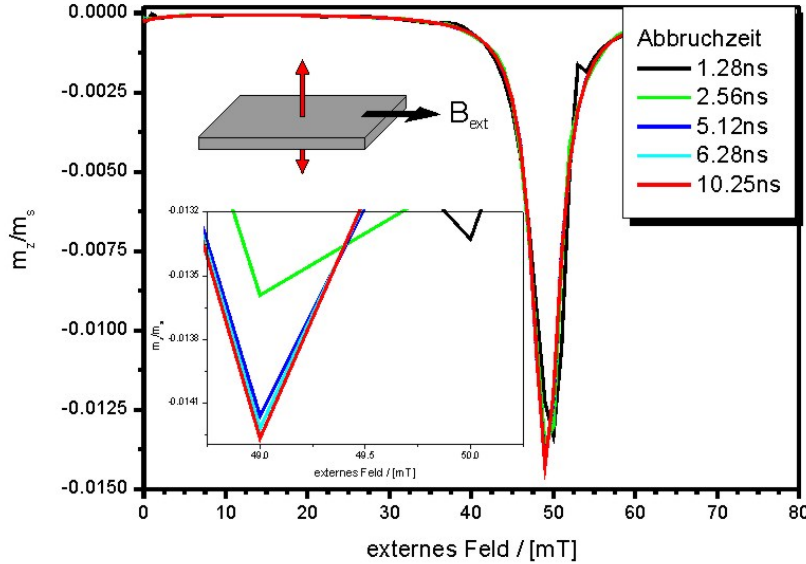


Abbildung 4.32: Es sind 5 verschiedene Spektren abgebildet, für die jeweils die Abbruchzeit verändert worden ist. Deutliche Unterschiede in der Kurvenform sind nur bei den Spektren für 1.28 ns bzw. 2.56 ns zu erkennen. Der Inset zeigt eine vergrößerte Ansicht der Peakpositionen.

So kann es vorkommen, dass in den ersten Schritte (bei kleinen externen Feldern) diese Simulationsartefakte zu finden sind.

Der gleiche Effekt führt dazu, dass im Bereich der Resonanzpeaks deutliche Unterschiede zwischen den verschiedenen Abbruchzeiten auftreten. Gerade im Bereich der Resonanzposition sind die Änderungen der Anregungsamplitude durch das Hochfrequenzfeld pro Feldschritt sehr groß. Dies lässt sich gut anhand des FMR-Spektrums in Abb. 4.27 nachvollziehen. Dort sind nur in der Nähe der Resonanzposition einzelnen Punkte der Simulation sichtbar. In den übrigen Bereichen des Spektrums liegen die Punkte (Anregungsamplituden) zu nahe zusammen, um sie einzeln auflösen zu können. So findet sich zum Beispiel bei einem externen Feld von 48 mT (für 6.28 ns) eine Auslenkung von $m_z = -0.01029$ und schon ein Schritt weiter (49 mT) ist die Auslenkung mit $m_z = -0.0143$ um $\approx 30\%$ größer. An jedem Punkt (der einem festen Wert des externen Feldes entspricht) ist das System bestrebt einen dynamischen Gleichgewichtszustand einzunehmen. Wird jedoch die Abbruchzeit vorher erreicht, dann befindet sich das System noch nicht in diesem Zustand. Das heißt die Simulation verwendet für den nächsten Feldschritt einen Anfangszustand, der noch störende Anregungen aus dem

vorherigen Feldschritt enthält.

Somit kann erklärt werden, warum sich die Kurvenformen der Resonanzpeaks für die Abbruchzeiten von 1.28 ns und 2.56 ns deutlich gegenüber den restlichen Kurven unterscheiden. Für diese beide Abbruchzeiten ist das System noch weit entfernt von einem dynamischen Gleichgewichtszustand. Des Weiteren fällt auf, dass sich zwar die Kurvenformen für 5.12 ns , 6.28 ns und 10.25 ns nicht verändert, jedoch eine geringe Vergrößerung ($\approx 0.7\%$) des Resonanzsignals feststellbar ist (wie im Inset abgebildet). Dies lässt sich mit Hilfe von Abb. 4.26 b. verständlich machen. Dort wurde gezeigt, dass sich im resonanten Zustand eine Phasenverschiebung von $\frac{\pi}{2}$ zwischen Anregung und Auslenkung des Systems ausbildet. Je mehr Zeit dem System in Resonanz gegeben wird, umso exakter wird diese Phasenverschiebung erreicht. Daraus resultiert dann auch eine größere Auslenkung bzw. Resonanzsignal. Allerdings ist die so gewonnen Auslenkungsamplitude so gering, dass sie die zusätzlich benötigte Simulationsdauer zu rechtfertigen ist. Aus diesem Grunde kann davon ausgegangen werden, dass die gewählte Abbruchzeit von 6.28 ns ein guter Kompromiss zwischen Genauigkeit und Zeitaufwand der Rechnung darstellt.

Um eine Vorstellung über die Dauer solcher Berechnungen zu vermitteln, werden in der folgenden Tabelle 4.4 die Gesamtzeiten angegeben, die die Simulation für die jeweilige Abbruchzeit benötigt. Alle Berechnung sind ausschließlich auf dem leistungsstärksten zur Verfügung stehenden Computer ausgeführt worden.

Abbruchzeit / [ns]	1.28	2.56	5.12	6.28	10.25
Gesamtdauer / [h : min]	6:23	11:43	21:18	23:11	43:05

Tabelle 4.4: Gesamte Simulationsdauer eines FMR-Spektrums für verschiedene Abbruchzeiten.

4.4.4 Einfluss der Zellendimensionen

Es sind mehrere Simulationen durchgeführt worden, die sich durch die Anzahl (und damit auch deren Dimensionen) der Zellen unterscheiden. Die Gesamtgröße des Systems ($x = 78\text{ }\mu\text{m}$, $y = 1\text{ }\mu\text{m}$, $z = 20\text{ nm}$) sowie alle übrigen Parameter, sind dabei unverändert geblieben. Zunächst sind die lateralen Dimensionen der Zellen variiert worden. Ausgehend von den Zellendimensionen $x = 300\text{ nm}$, $y = 20\text{ nm}$ und $z = 20\text{ nm}$ wurden FMR-Spektren für vergrößerte ($x = 1000\text{ nm}$, $y = 50\text{ nm}$) und verkleinerte ($x = 20\text{ nm}$, $y = 10\text{ nm}$) Zellen berechnet. Umgerechnet in eine Gesamtzellenanzahl entspricht dies jeweils 1560, 13000, 390000 Zellen, mit denen das System simuliert worden ist.

Das Diagramm in Abb. 4.33 a. zeigt den Vergleich der FMR-Spektren zwischen den Simulationen für 13000 (rot) und 390000 (schwarz) Zellen. Die Rechendauer unterscheiden sich für beide Simulationen erheblich ($\approx 23\text{ h}$ gegenüber $\approx 322\text{ h}$), wohingegen die Spektren kaum Unterschiede aufweisen. Ein physikalisch relevanter Unterschied ist im Inset dargestellt, welcher die Stelle vergrößert, die durch die Lupe

markiert ist. Im roten Spektrum ist dort eine weitere Resonanzmode sichtbar, die im schwarzen Spektrum nicht existiert. Um diese zu identifizieren ist eine Momentaufnahme des Systems bei $B_{ext} = 110 \text{ mT}$ (siehe Abb. 4.33 b.) verwendet worden. Die Abbildung zeigt den Randbereich der Leiterbahn und es ist deutlich eine Anregung der Randzellen zu erkennen (blaue Färbung).

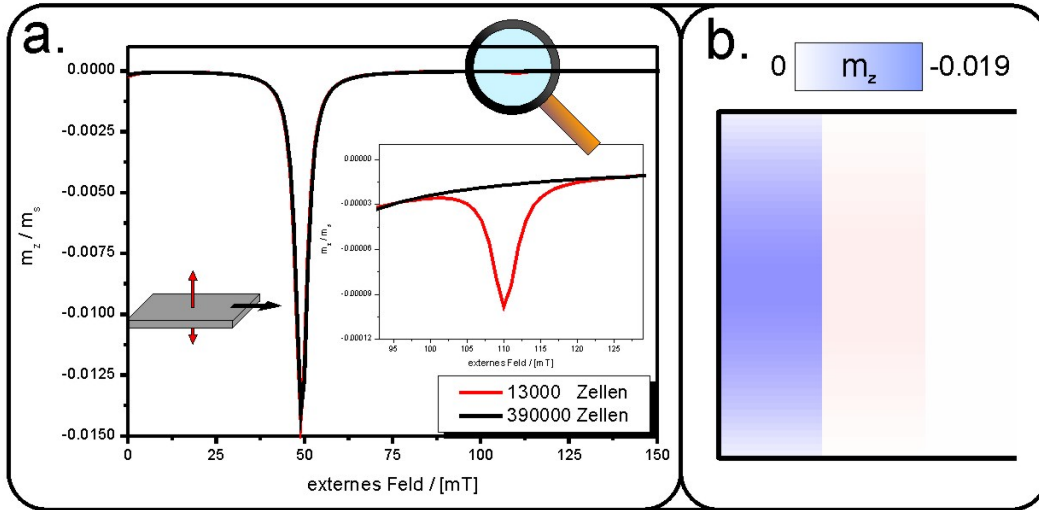


Abbildung 4.33: In a. werden die FMR-Spektren für 390000 (schwarz) und 13000 (rot) Zellen miteinander verglichen. Nur an der mit der Lupe markierten Stelle unterscheiden sich beide Kurven, wie der Inset verdeutlicht. Für die rote Kurve existiert dort eine weitere Resonanzmode, welche mit Hilfe von b. identifizieren lässt. Abbildung b. zeigt den Rand der Leiterbahn bei einem externen Feld von 110 mT für den Fall von 13000 Zellen und m_z als Farbcodierung.

Schon die nächste Zellereihe (rote Färbung) wird nicht mehr durch das Hochfrequenzfeld angeregt, sondern nur noch durch die Bewegung der Magnetisierung am Rand getrieben. Dies lässt sich daran erkennen, dass die Auslenkung (Farbintensität) geringer wird und auch eine undefinierte Phasendifferenz zwischen den beiden Zellen existiert. Schon für die Erklärung der Anregung in Abb. 4.28 wurde diskutiert, dass am Rand der Struktur ein anderes effektives Feld auftritt. Die hier gefundene Anregung ist nun jene Resonanz, bei der die Resonanzbedingung in den Randbereichen erfüllt ist. Im Allgemeinen werden solche Anregungen als Randresonanz bezeichnet, welche genauer in Abschnitt 4.5.3.3 betrachtet werden. Die Amplitude von m_z im Spektrum ($m_z \approx -0.0001$) ist viel geringer als die tatsächliche Auslenkung der Randzellen, die in der Momentaufnahme beobachtet werden kann ($m_z \approx -0.019$). Um dies zu erklären, sei noch mal darauf hingewiesen, dass der Wert von m_z im FMR-Spektrum ein Mit-

telwert aller Auslenkungen darstellt. Summiert man alle angeregten Randbereiche in der Simulation auf, dann umfassen diese ca. 100 Zellen. Die übrigen 12900 Zelle des System weisen, im Gegensatz zu den Randbereichen, eine Auslenkung von nahezu 0 auf. Somit ist verständlich, dass der Mittelwert von m_z kleine Werte annehmen muss.

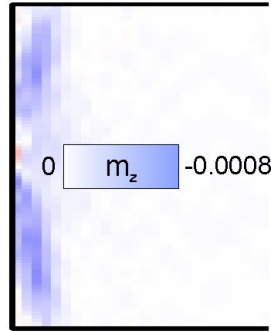


Abbildung 4.34: Es ist der gleiche Bereich der Leiterbahn wie in Abb. 4.33 b. dargestellt, wobei diese Momentaufnahme des Systems mit 390000 Zellen zeigt.

Das im schwarzen Spektrum (390000 Zellen) für den gleichen Feldwert keine Randresonanz sichtbar ist, lässt sich auf die Austauschwechselwirkung zurückführen. Im Abschnitt 4.3.3 über die Relaxation konnte gezeigt werden, dass der Einfluss der Austauschwechselwirkung stark von der Zellengröße abhängt. Für die Dimension von $x = 300 \text{ nm}$ überwiegt die Dipolwechselwirkung. Die Randzellen sind nur schwach an ihre Nachbarzellen gekoppelt und können deshalb bei Erreichen des Resonanzfeldes fast ungestört präzedieren. Anders verhält sich das System für $x = 20 \text{ nm}$. Auf Grund der Verringerung der Zelldimension ist die Gewichtung der Austauschwechselwirkung stärker geworden, so dass die Kopplung der Randzellen nun größer ist. Folglich weisen die Randzellen eine geringere Auslenkung auf. Um dies zu überprüfen ist die Momentaufnahme des Systems bei $B_{ext} = 110 \text{ mT}$ in Abb. 4.34 dargestellt. Dort ist ebenfalls eine Anregung der Randbereich zu erkennen, jedoch beträgt deren maximale Auslenkung nur $m_z \approx -0.0008$. Da die Anregungsamplitude so klein ist und das Gesamtsystem nun aus 390000 Zellen besteht, ist der Mittelwert von m_z verschwindend gering, so dass im berechneten FMR-Spektrum (Abb. 4.33 a.) an dieser Stelle kein Resonanzpeak festzustellen ist. Als Resultat des Vergleiches dieser beiden Spektren ist gefunden worden, dass eine Simulation mit 13000 Zellen ausreichend ist, um Anregungsmoden zu beschreiben, die dipolaren Ursprungs sind. Sollten jedoch Anregungsmoden untersucht werden, die durch die Austauschkopplung geprägt sind, wird eine höhere Zellenanzahl benötigt.

Ein direkter Vergleich der FMR-Spektren für 13000 bzw. 1560 Zellen ist in Abb. 4.35 dargestellt. Dort sind erhebliche Unterschiede im Kurvenverlauf der beiden Funktionen sichtbar. Es befindet sich nicht nur die Randresonanz an einer anderen Feldposition ($13000 \text{ B} = 110 \text{ mT} / 1560 \text{ B} = 70 \text{ mT}$), sondern auch die quasi-uniforme Anregung ist im Feld verschoben.

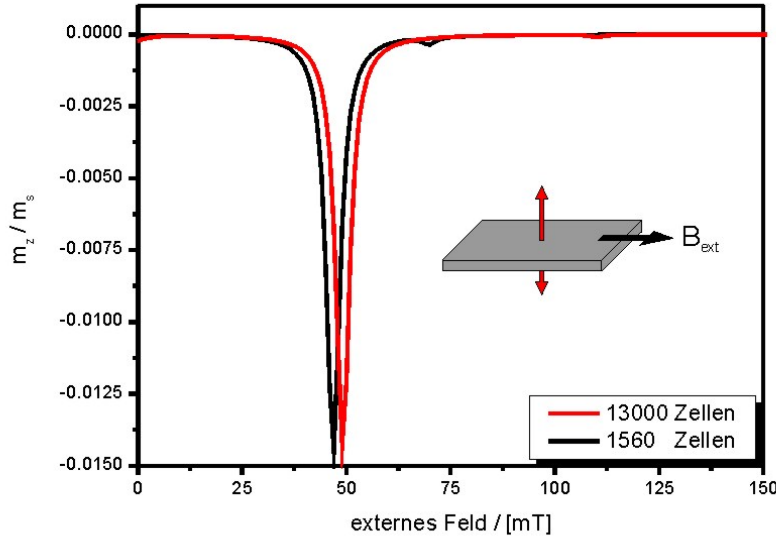


Abbildung 4.35: Es werden die FMR-Spektren für 1560 (schwarz) und 13000 (rot) Zellen miteinander verglichen. Dabei zeigen sich besonders in der Resonanzposition deutliche Abweichung der Spektren.

Somit ist zwar die Rechendauer für 1560 Zellen ($\approx 7h$) kürzer, aber das erhaltene Ergebnis ist deutlich von der verwendeten Zellengröße abhängig. Aus diesem Grund ist es nicht zielführend eine Rechnung mit 1560 Zellen durchzuführen. Sind bisher ausschließlich die lateralen Dimensionen der Zelle verändert worden, ist die Höhe der Zellen mit $z = 20\text{ nm}$ unverändert geblieben. Da die Höhe des Systems ebenfalls 20 nm beträgt, wird das System in dieser Dimension mit genau einer Zelle beschrieben. Im Weiteren ist nun die Höhe der Zelle variiert worden, um eventuelle Einflüsse auf den Kurvenverlauf zu diskutieren. Es sind Simulationen für $z = 6.66\text{ nm}$ und $z = 4\text{ nm}$ durchgeführt worden, so dass das System aus 3 bzw. 5 Schichten besteht. Es ist eine ungerade Anzahl von Schichtebenen gewählt worden, da sich die mittlere Schicht so verhalten sollte, wie das Einschichtsystem.

In Abb. 4.36 sind alle drei Spektren zusammen aufgetragen. Da sie nahezu perfekt übereinander liegen, sind die Kurven mit verschiedenen Strichdicken versehen worden, um sie unterscheiden zu können. Alle drei Spektren zeigen im Bereich um 0 mT eine Abweichung von $m_z \approx 0$, deren Ursprung eine weitere Resonanzmode (Spinwelle) ist. An dieser Stelle wird nicht weiter auf diese Anregung eingegangen, eine Diskussion dieser Mode ist in Abschnitt 4.5.2 zu finden.

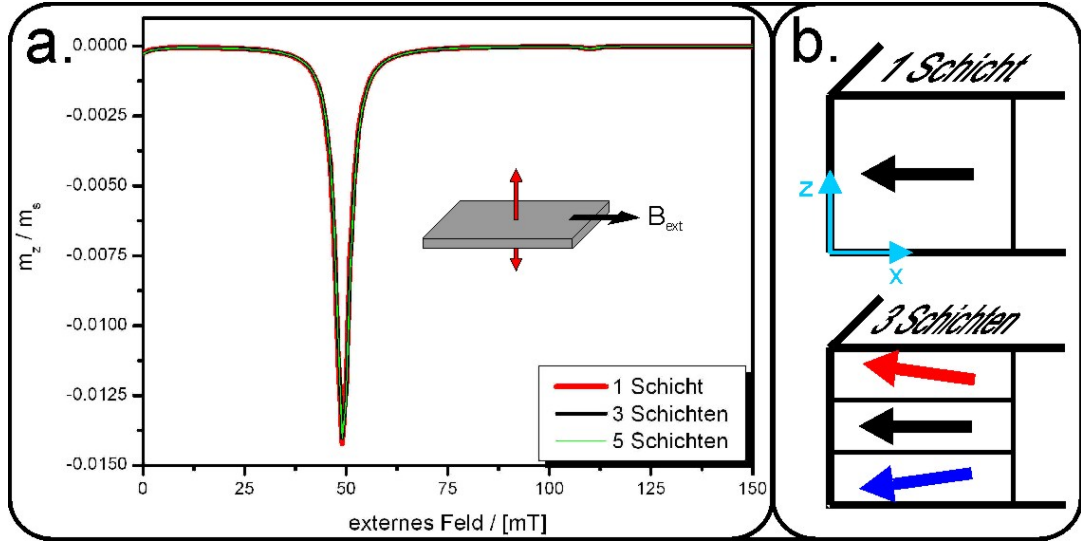


Abbildung 4.36: a. Es sind die simulierten FMR-Spektren für Zellen mit einer Höhe von 20 nm (1 Schicht), 6.66 nm (3 Schichten) und 4 nm (5 Schichten) abgebildet. Die lateralen Dimensionen der Zellen unterscheiden sich jedoch für alle drei Simulationen nicht $x = 300$ nm und $y = 20$ nm. In b. sind schematisch die Ausrichtungen der Randzellen bezüglich der z -Achse für 1 bzw. 3 Schichtsysteme der Leiterbahn dargestellt.

Einen quantitativen Unterschied der drei Spektren lässt sich nur an der maximalen Amplitude des Resonanzpeaks feststellen, diese verändert sich geringfügig von $m_z = 0.0143$ (rot) auf $m_z = 0.014$ (schwarz/grün). Der Grund für diesen Unterschied kann auf die Ausrichtung der Randzellen der Leiterbahn im relaxierten Grundzustand (kein externes Feld, kein Hochfrequenzfeld) zurückgeführt werden. Diese sind in Abb. 4.36 b. schematisch gezeigt. Besteht die Leiterbahnhöhe nur aus einer Zelle und sind keine Anisotropien im System vorhanden, die entweder eine $+z$ oder $-z$ Ausrichtung bevorzugen, sind beide Richtungen bezüglich der Dipolfeldenergie äquivalent und das System verweilt in der x - y -Ebene. Dieses Verhalten ist unphysikalisch, da in diesem Fall die Leiterbahn kein Streufeld mit einer z -Komponente erzeugt. Folglich wäre das Streufeld eines 3 dimensional Körpers somit rein 2 dimensional. Im Gegensatz dazu tritt bei einem 3 Schichtsystem durchaus eine Verkipfung der Randzellen entlang der z -Achse auf. Die Ränder der oberen bzw. unteren Schicht können nun ihre Dipolfeldenergie minimieren, indem sie eine z -Komponente ausbilden, wobei sich die mittlere Schicht genauso verhält, wie das 1 Schichtsystem. Daraus resultiert, dass diese Schichtstruktur ein 3 dimensionales Streufeld aufweist.

Ist die quasi-uniforme Mode ($B = 49$ mT) des Systems angeregt, befindet sich der Rand zwar nicht im resonanten Zustand (siehe Abb. 4.28), aber er wird durch die Kopplung an die restliche Leiterbahn von deren Schwingung getrieben. Diese

treibende Schwingung wirkt sich jedoch unterschiedlich auf die Randzellen des 1 bzw. 3 Schichtsystems aus, da deren Ausrichtungen bezüglich der Schwingung variiert. Dies könnte die Ursache für den Unterschied in der maximalen Schwingungsamplitude darstellen.

Im Weiteren sind auf Grund dieses Ergebnisses nur noch 1 Schichtsysteme berechnet worden, da der Vergleich gezeigt hat, dass der Kurvenverlauf für alle drei Schichtsysteme fast identisch ist, lässt sich dadurch Rechenzeit sparen (1 Schicht $\approx 23 h$ / 3 Schichten $\approx 70 h$ / 5 Schichten $\approx 106 h$).

4.4.5 Simulation mit erhöhter Feldauflösung

Bisherige Betrachtungen gehen zumeist von einem Erreichen des maximalen externen Feldwertes ($400 mT$) in 400 Schritten aus, wobei eine Schrittweite von $1 mT$ gewählt worden ist. Es sind weitere Simulation durchgeführt worden, wobei die Schrittweite auf $0.25 mT$ bzw. $0.1 mT$ herabgesetzt worden ist, ohne weitere Simulationsparameter zu verändern. Somit ist eine vierfache bzw. zehnfache Feldauflösung gewährleistet. Die folgende Abbildung zeigt einen Vergleich der verschiedenen Spektren.

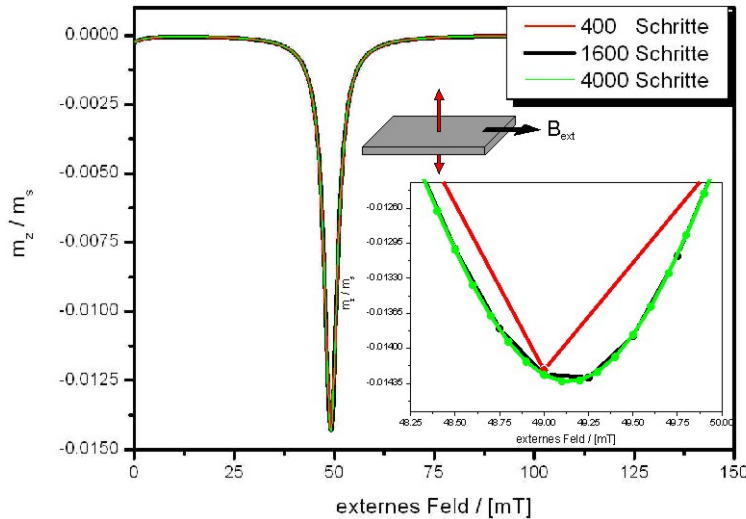


Abbildung 4.37: Die Abbildung zeigt Spektren mit unterschiedlich gewählte Schrittweiten des externen Feldes, dabei werden $1 mT$, $0.25 mT$ und $0.1 mT$ große Schritte verglichen. Ein Unterschied kann nur im Inset festgestellt werden, der eine Vergrößerung des Resonanzpeaks zeigt. Durch die bessere Feldauflösung ist ersichtlich, dass das Resonanzfeld bei $49.1 mT$ liegt.

Die Spektren sehen identisch aus, bis auf die im Inset abgebildete Resonanzpeakspitze. Nur dort lässt sich auf Grund der höheren Feldauflösung eine Abweichung zwischen den Simulationen feststellen. Wurde zuvor ein Resonanzfeld von $49 mT$ bestimmt,

lässt sich dies nun auf Grund der besseren Feldauflösung genauer auf einen Wert von 49.1 mT festlegen. Jedoch nimmt auch die Rechenzeit linear mit der Anzahl der berechneten Schritte zu, somit benötigt eine Simulation mit 0.25 mT bzw. 0.1 mT Feldauflösung schon $\approx 93\text{ h}$ bzw. $\approx 232\text{ h}$ (siehe Tab. 4.4 für eine Abbruchzeit von 6.28 ns). Im Weiteren wird eine Ungenauigkeit von maximal 1 mT bei der Bestimmung des Resonanzfeldes als akzeptabel angesehen. Wobei in Abschnitt 4.5.1 ein Fehler diskutiert wird, der genau auf diese Ungenauigkeit zurückzuführen ist.

4.5 Frequenzabhängige Dispersionsrelation

In den vorangegangenen Abschnitten wurden einzelne Spektren betrachtet und die Einflüsse verschieden gewählter Einstellungen erörtert. Im Zuge dieser Arbeit wurde ein Programm entwickelt, welches ermöglicht, mehrere Simulationen automatisiert parallel zu erstellen. Damit wurde die Möglichkeit geschaffen, eine frequenzabhängige Dispersionsrelation zu berechnen, indem für jede Rechnung eine unterschiedliche Frequenz des anregenden Hochfrequenzfeldes verwendet wurde. Zunächst wird diese Methode auf das System eines unendlich ausgedehnten Films angewendet. Die Ergebnisse der Simulation werden im Weiteren mit den theoretischen Vorhersagen verglichen, um so eine Aussage über die Qualität der Simulationen machen zu können. Danach wird die Dispersionsrelation der zuvor behandelten Permalloy-Leiterbahn berechnet, wobei dies für zwei unterschiedliche Feldgeometrien durchgeführt worden ist. Dabei werden die physikalischen Ursprünge der beobachteten Anregungsmoden diskutiert. Des Weiteren befindet sich am Schluss jedes Abschnittes zu den jeweiligen Feldgeometrien, ein Vergleich der simulierten Dispersionsrelation mit einer entsprechenden Messung.

4.5.1 Dispersion eines unendlich ausgedehnten Filmes

Als einfaches Beispiel für Dispersionsrelationen wird zunächst das System eines unendlich ausgedehnten dünnen Filmes untersucht. Um ein solches System mittels OOMMF simulieren zu können, wird ein zusätzliches Paket benötigt [Wan10]. Mit Hilfe dieses Paketes ist es möglich zweidimensionale periodische Randbedingungen in das System einzufügen. Für die folgenden Simulationen ist dieses Paket verwendet worden, dabei wurde ein System mit den Dimensionen von $200\text{ nm} \cdot 200\text{ nm} \cdot 20\text{ nm}$ gewählt, welches aus $10 \cdot 10 \cdot 1$ Zelle besteht. Die übrigen Parameter sind wie folgt gewählt worden.

1. Die Sättigungsmagnetisierung $M_s = 830\text{ kA/m}$
2. Die Austauschkonstante $A = 1.3 \cdot 10^{-11}\text{ J/m}$
3. Der gyromagnetische Faktor $g = 2.12$
4. Dämpfungsparameter $\alpha = 0.007$

Diese Werte unterscheiden sich gegenüber den im vorherigen Abschnitt 4.4.1 verwendeten nur durch den gyromagnetischen Faktor. Dieser hatte zuvor den Wert $g = 2$, was reinem Spinmagnetismus entspricht. Zunächst wird der relaxierte Grundzustand des Systems benötigt, der in Abb. 4.38 gezeigt ist.

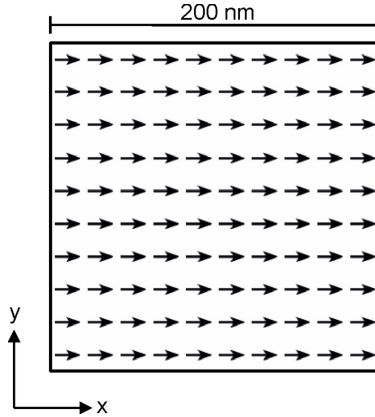


Abbildung 4.38: Gezeigt ist der relaxierte Grundzustand eines unendlich ausgedehnten Filmes. Es lässt sich an den Kanten und Rändern des Systems keine Verkipplungen der Magnetisierung feststellen.

Das in diesem System keine Randeffekte existieren bzw. es dem idealen Bild eines unendlich ausgedehnten Films entspricht, wird deutlich wenn man die Magnetisierungen der Zellen an den Rändern und Ecke des Systems betrachtet. Diese weisen gegenüber den Zellen in der Mitte des Systems sowohl in z -Richtung, als auch in der x - y -Ebene keine Verkipplung auf. Wohingegen Randeffekte, wie am Beispiel der Leiterbahn gezeigt wurde (siehe Abb. 4.24), zu einem Verkipplung der Magnetisierung an den Rändern führt. Da innerhalb der x - y -Ebene für die Magnetisierung keine energetisch günstige Richtung existiert, ist es für die Relaxation entscheidend, dass durch den Anfangszustand eine Richtung bevorzugt wird. So wurde für diesen Fall eine Ausrichtung der Magnetisierung in $[0.0001 \ 0 \ 1]$ angenommen. Auf Grund der Abwesenheit von äußeren Feldern und Anisotropien sorgt die geringe x -Komponente des Anfangszustands dafür, dass der relaxierte Grundzustand die abgebildet $[1 \ 0 \ 0]$ Richtung aufweist.

Dieser Grundzustand ist der Ausgangspunkt für eine Serie von Simulationen für die der Frequenzbereich des Hochfrequenzfeldes von 3 GHz bis 12.6 GHz variiert. Dafür wird eine Frequenzschrittweite von 200 MHz gewählt, was somit zu insgesamt 49 unabhängigen Simulationen führt. Dies hat eine enorme Simulationszeit von 68159 h zur Folge, welche aus der Angabe der Dauer einer einzelnen Simulation (für 6.28 ns) in Abschnitt 4.4.3 bestimmt worden ist. Aus diesem Grund sind ein Großteil der Simulationen an einem Opterox-Cluster ausgeführt worden, um so einige Simulationen parallel berechnen zu können.

Die maximale Amplitude des Hochfrequenzfeldes beträgt 0.5 mT und es ist entlang der z -Achse ausgerichtet. Das externe Feld ist in x -Richtung angelegt und wird in einem Bereich von 0 mT bis 400 mT in einer Schrittweite von 0.25 mT erhöht. Dies hohe Feldauflösung ist notwendig, da im weiteren Verlauf der Analyse eine Lorentzlinie an

Kurvenverlauf angepasst wird. Um diese Anpassung mit einem möglichst kleinen Fehler zu versehen, sollte der Resonanzpeak aus vielen Punkten bestehen. Da nun 3 verschiedene Größen variabel sind (B_{ext} , f und m_z), ist es sinnvoll einen Graphen zu erstellen, in dem Informationen nicht nur auf der x - bzw. y -Achse aufgetragen werden, sondern eine dritte Größe farblich codiert ist. So erhält der Betrachter eine bessere Übersicht über das Verhalten einer Anregungsmode für unterschiedliche Anregungsfrequenzen.

Das Resultat aller 49 Simulationen ist in zusammengefasst in Abb. 4.39 a. dargestellt, wobei diese Auftragung im Allgemeinen als Dispersionsrelation bezeichnet wird. Dort ist die Anregungsfrequenz über das externe Feld aufgetragen, somit entspricht jede Zeile einem unabhängig berechneten Spektrum. Dies ist beispielhaft für das mit rot markierte Spektrum (7.8 GHz) gezeigt, welches in Abb. 4.39 b. zu sehen ist. Bereiche, die in der Dispersionsrelation schwarz eingefärbt sind, weisen auf einen höheren m_z Wert hin, als weiße Regionen. Um die gefundene Anregungsmode zu identifizieren, zeigt der Inset die Momentaufnahme des Systems für $B_{ext} = 62.5\text{ mT}$, was der Resonanzposition entspricht. Es ist zu erkennen, dass das gesamte System homogen ausgelenkt ist, daher kann diese Resonanz als uniforme Anregungsmode bezeichnet werden (siehe Abschnitt 4.5.1.1).

Die Anregung dieser Mode und die Tatsache, dass es sich geometrisch um ein einfaches System handelt, macht es möglich den Verlauf der Resonanzposition in der Dispersionsrelation mittels der Kittelgleichung zu berechnen.

Für einen Ellipsoiden mit den Hauptachsen $[x, y, z]$ und einem externen Feld, welches zum Beispiel in x -Richtung angelegt ist, gilt [Kit48].

$$\omega_0 = \gamma \sqrt{(B_{ext}^x + \mu_0(N_y - N_x)M_x) \cdot (B_{ext}^x + \mu_0(N_z - N_x)M_x)} \quad (4.14)$$

An dieser Stelle sei erwähnt, dass diese Gleichung in das SI-Einheitensystem (das Original ist im cgs-System geschrieben) umgeformt worden ist. Die Entmagnetisierungstensorelemente N können, wie in Abschnitt 2.6.1.1 gezeigt, berechnet werden. Jedoch für den Fall eines in der x - y -Ebene unendlich ausgedehnten Filmes sind diese bekannt $N_x = 0$, $N_y = 0$, $N_z = 1$. Da keine weiteren Anisotropien in der x - y -Ebene vorhanden sind, dreht sich die Magnetisierung in dieser Ebene immer in die Richtung des angelegten Feldes. Ein vollständig aufmagnetisiertes System $M_x = M_s$ ist eine Grundannahme für die Gültigkeit der Kittelgleichung [Kit48] und somit stellt dies eine Grundvoraussetzung dar. Unter diesen Voraussetzungen kann Gleichung (4.14) vereinfacht werden.

$$\omega_0 = \frac{g \cdot \mu_B}{\hbar} \cdot \sqrt{B_{ext}^x \cdot (B_{ext}^x + \mu_0 M_s)} \quad (4.15)$$

Anhand dieser Gleichung ist ersichtlich, dass mit steigendem externem Feld auch die Präzessionsfrequenz ansteigt. Wird die Frequenz mittels einer Energie ausgedrückt, verfügt eine Präzession mit hohen Frequenzen über mehr Energie. Ein anschauliches Beispiel für diese Tatsache liefert eine magnetische Kugel.

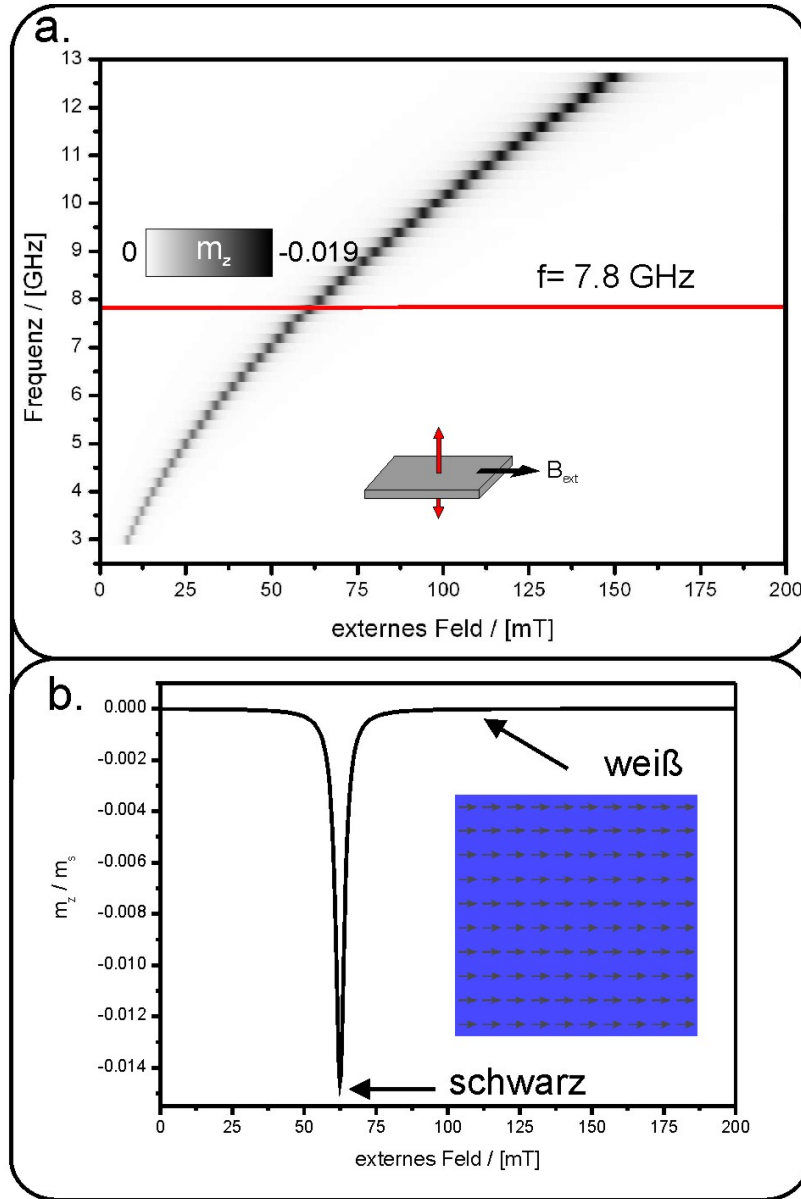


Abbildung 4.39: Das Diagramm a. zeigt eine schwarz/weiß Darstellung der Dispersionsrelation eines unendlich ausgedehnten Filmes, wobei das externe Feld in der Filmebene angelegt ist. Jede dargestellte Zeile entspricht einem separaten FMR-Spektrum wie es z.B. in b. für 7.8 GHz (rot markiert) gezeigt ist. Die Amplitude des Spektrums ist farblich codiert in a. übertragen worden. Im Inset ist die Momentaufnahme des Systems bei einem Feldwert von 62.5 mT abgebildet. Dies entspricht der Resonanzpeakposition, die aus dem Spektrum abgelesen werden kann.

Dies ist der einzige geometrische Körper, der keine Formanisotropie besitzt bzw. die Entmagnetisierungsfaktoren sind $N_x = N_y = N_z = 1/3$ (kann durch einsetzen von $x = y = z$ in Gleichung (4.13) gezeigt werden) identisch. Die Präzessionsebene in diesem System ist (ohne jegliche Anisotropien) immer senkrecht zum externen Feld ausgerichtet und für die statische Magnetisierung gilt zu jeder Zeit $\underline{M} \parallel \underline{B}_{ext}$. Es findet sich für die Kugel durch einsetzen in Gleichung (4.14) ein linearer Zusammenhang $\omega_0 = \gamma B_{ext}$ (Lamorfrequenz [Vog99]), wie er in Abb. 4.40 dargestellt ist. Das heißt eine Präzession der Magnetisierung beinhaltet mit zunehmenden Feldbeträgen eine immer höhere Energie bzw. um die Magnetisierung aus ihrer Lage parallel zum externen Feld auszulenken, wird mehr Energie benötigt (Zeemanenergie). Dieser grundlegende Effekt gilt für jede Art von Körpern und somit auch für einen unendlich ausgedehnten Film.

Der Term $\mu_0 M_s$ in Gleichung (4.15) kann als ein zusätzlicher Energiebeitrag verstanden werden, der dadurch entsteht, dass die Präzessionsbewegung der Magnetisierung in der $y - z$ -Ebene stattfindet. In der Geometrie des Beispiels wird daher ein zeitlich variables Entmagnetisierungsfeld in z -Richtung erzeugt, für dessen Aufbau ebenfalls Energie erforderlich ist.

Um zu verstehen, weshalb die Gleichung (4.15) den Grenzfall $\omega_0 \rightarrow 0 \text{ Hz}$ für $B_{ext}^x \rightarrow 0 \text{ mT}$ erfüllt, sei zunächst der umgekehrte Fall angenommen $B_{ext}^x \gg \mu_0 M_s$. Für sehr große externe Felder, sind die internen Felder zu vernachlässigen und die Trajektorie der Magnetisierung entspricht nahezu einer Kreisbahn um das externe Feld. Im Gegensatz zu einer Kugel benötigt die Kreisbewegung im Film jedoch zusätzliche Energie für das Entmagnetisierungsfeld, daher ist der Unterschied in der Resonanzfrequenz für hohe externen Feldern zwischen Kugel und Film nahezu konstant (siehe Abb. 4.40).

Wird der Betrag des externen Feldes allerdings verringert, gelangt man in einen Bereich, in dem das interne Feld (das zeitlich variable Entmagnetisierungsfeld) gegenüber dem externen Feld nicht mehr zu vernachlässigen ist. Dies führt zu einer elliptischen Deformation der Trajektorie, da sich beide Felder zu einem effektiven Feld addieren, um welches die Präzessionsbewegung stattfindet. Die Elliptizität nimmt mit fallendem externem Feld immer weiter zu. Da zum einen in y -Richtung durch $N_y = 0$ kein Entmagnetisierungsfeld entsteht und somit die Auslenkung der Magnetisierung ausschließlich durch das schwache externe Feld beschränkt wird. Andererseits entsteht durch den maximalen Wert von $N_z = 1$ bei Auslenkungen in z -Richtung zusätzlich, ein entsprechend großes Entmagnetisierungsfeld, welches die Auslenkung der Magnetisierung begrenzt. Dies führt dazu, dass gerade bei sehr kleinen externen Feldern die Elliptizität groß wird (Beispiel siehe Abb. 4.40). Somit findet die Bewegung der Magnetisierung nahezu vollständig in der y -Richtung statt, um die Energie zu minimieren, die benötigt wird, um das Entmagnetisierungsfeld in z -Richtung aufzubauen.

Im Grenzfall $B_{ext}^x = 0$ würde die Trajektorie gänzlich entlang der y -Achse verlaufen und so gar keine zusätzliche Entmagnetisierungsenergie verursachen. Dies ist allerdings auf Grund der Beschreibung der Trajektorie durch die Landau-Lifschitz-Gleichung unmöglich, weshalb dieser Punkt nicht existiert.

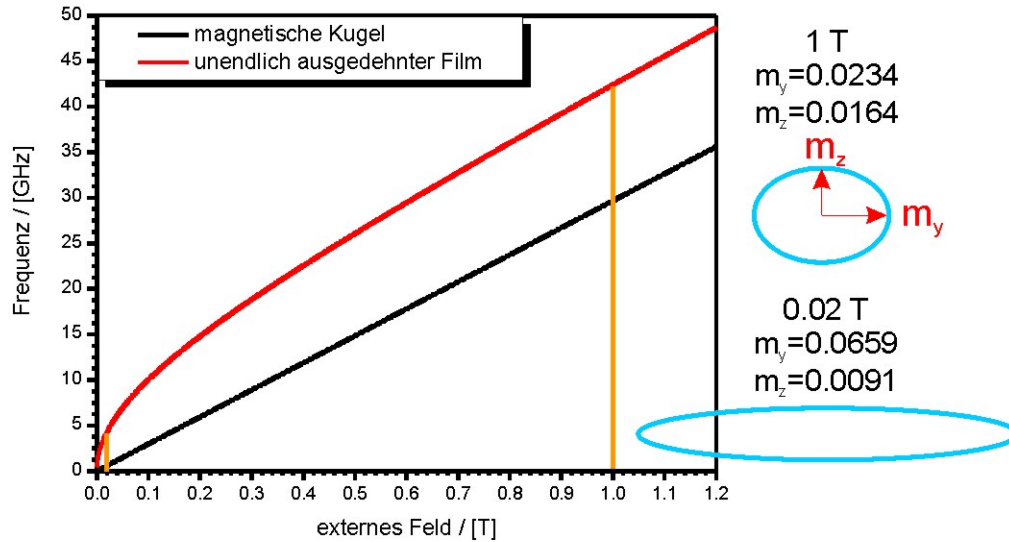


Abbildung 4.40: Das Diagramm zeigt den durch die Kittelgleichung berechneten Verlauf der Resonanzfrequenz eines unendlich ausgedehnten Films im Vergleich zu einer magnetischen Kugel ($N_x = N_y = N_z = 1/3$). Der Unterschied lässt sich auf die Formanisotropie (in der Kugel existiert sie nicht) zurückführen. Des Weiteren sind an zwei Punkten (1 T und 0.02 T) mittels OOMMF die maximalen Auslenkungen m_z , m_y bestimmt worden, um die Trajektorie des Makrospins verhältnismäßig abbilden zu können.

Der berechnete Verlauf der Kittelgleichung (4.15) ($g = 2.12$, $M_s = 830 \frac{kA}{m}$) lässt sich nicht nur mit einer Kugel, sondern auch mit den aus Abb. 4.39 a. ermittelten Resonanzfeldpositionen vergleichen. Die Punkte in Abb. 4.41 entsprechen diesen Positionen und die blaue Kurve ist der, auf Grund der Kittelgleichung, erwartete Verlauf des Resonanzfeldes. Die Anpassung der blauen Kurve an die Punkte ist sehr gut. Aber um zu testen, ob noch eine bessere Anpassung existiert, ist die Magnetisierung M_s als freier Parameter angenommen worden. Die durch das Programm Origin berechnete, am besten angepasste Kurve, ist in rot abgebildet.

Die Abweichung von M_s in beiden Kurven ist mit 0.02 % so gering, dass für beide Funktionen unterschiedliche Strichdicken verwendet werden mussten, um sie unterscheiden zu können. Allerdings ist die Anpassung mit den exakten Werten (die durch die Eingabewerte in die Simulation vorgegeben sind) nicht die bestmögliche, die für diese Datenpunkte gefunden werden kann. Die Ursache für diesen Effekt wird vermutlich die diskrete Schrittweite der Rechnung sein. So ist die Simulation zwar schon mit einer

Feldauflösung von 0.25 mT durchgeführt worden, aber dies führt trotzdem noch zu einem Fehler, da sich die Resonanzpeakposition innerhalb eines Feldintervalles nicht genauer bestimmen lässt. Trotz der vorhandenen Abweichung lässt sich die Aussage machen, dass die Ergebnisse der mit OOMMF berechneten Dispersionsrelation, dem entsprechen, was die Kittelgleichung vorhersagt. Somit kann man erwarten, dass Dispersionsrelationen die mit Hilfe des entwickelten Verfahrens für unbekannt Systeme berechnet werden, zu messbaren Ergebnissen führen.

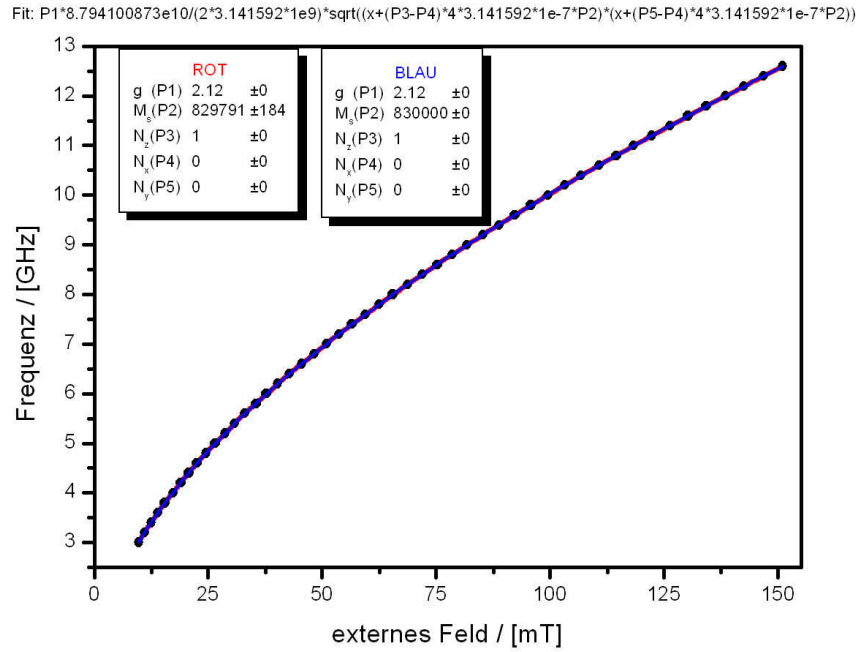


Abbildung 4.41: Es ist die aus Abb. 4.39 ermittelte Resonanzfeldposition (Punkte) dargestellt. Der Kurvenverlauf wurde mit Hilfe von Gleichung (4.14) angepasst. Wobei M_s zum einen als freier Parameter gewählt worden ist (rote Linie) und zum anderen einen vorgegebenen Wert festgesetzt worden ist.

Des Weiteren besteht die Möglichkeit aus der Dispersionsrelation der uniformen Mode die Dämpfung des Systems zu bestimmen. Für das einfache System eines unendlich ausgedehnten Filmes findet sich folgender Zusammenhang zwischen Linienbreite des Resonanzpeaks und Frequenz (siehe Gleichung (2.26)) [Lin03].

$$\Delta B_{1/2} = \Delta B_0 + \frac{\alpha \cdot h}{g \cdot \mu_B} \cdot f \quad (4.16)$$

Dabei stellt ΔB_0 eine inhomogene Linienverbreiterung dar. Dieser Beitrag ist ein konstanter (frequenzunabhängiger) Offset zur Linienbreite und hat seinen Ursprung in strukturellen Defekten des magnetischen Systems. Bei den durchgeführten Simulationen existieren jedoch keine Defekte innerhalb des Systems, wodurch dieser Term nicht beachtet werden muss.

In dieser Schreibweise versteht man unter $\Delta B_{1/2}$ die halbe Resonanzpeakbreite auf halber Peakhöhe. Um die Linienbreite aus den verschiedenen Spektren zu bestimmen, wurde ein Programm verwendet, dass für jedes Spektrum eine Lorentzfunktion (siehe Abschnitt 2.5) an den Resonanzpeak anpasst und daraus resultierend die Linienbreite analysiert.

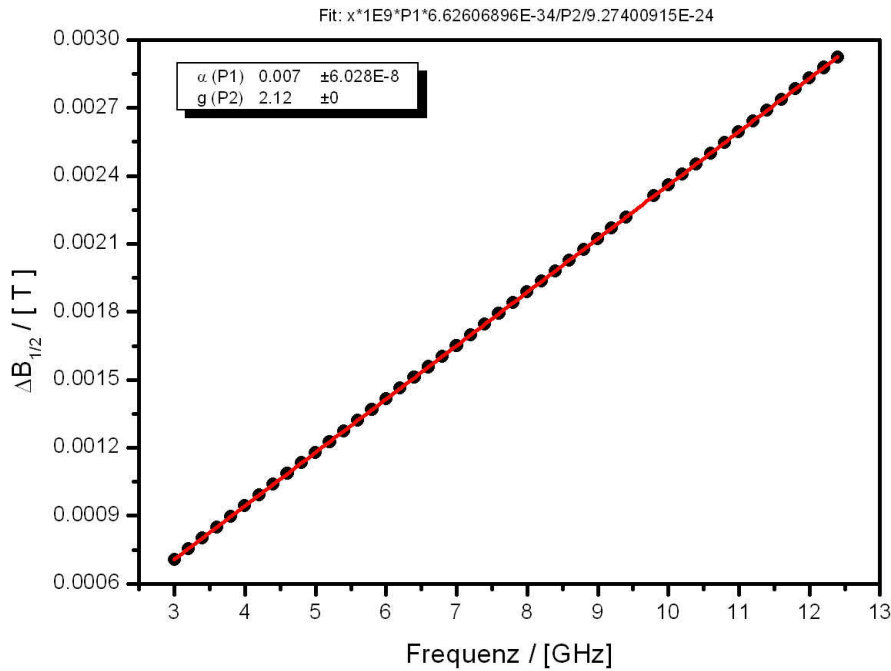


Abbildung 4.42: Das Diagramm zeigt den Zusammenhang zwischen Linienbreite und Frequenz eines unendlich ausgedehnten Filmes. Die Punkte sind die aus Abb. 4.39 bestimmten Linienbreiten der Resonanzpeaks. Die rote Linie ist eine lineare Anpassung, die mit Gleichung (4.16) durchgeführt wurde.

Wird die ausgewertete Linienbreite in Bezug zu der anregenden Frequenz gestellt, ist es möglich die Dämpfung des Systems zu bestimmen, indem die Steigung einer linearen Anpassungsfunktion analysiert wird. Dies ist in Abb. 4.42 dargestellt. Die Punkte entsprechen den berechneten Linienbreiten für die jeweilige Frequenz und die

rote Linie wurde mittels Gleichung (4.16) berechnet, wobei g und α als Parameter für die Anpassung gewählt worden sind. Wenn $g = 2.12$ als fester Parameter vorausgesetzt wird, findet sich für $\alpha = 0.007$ die beste Anpassung an die Datenpunkte. Dies entspricht dem Wert, der für die intrinsische Dämpfung des Systems zuvor eingegeben worden ist.

Damit konnte gezeigt werden, dass die Möglichkeit besteht, durch die Auswertung der mit OOMMF berechneten Dispersionsrelation, eine Aussage über die Dämpfung eines Systems zu machen.

4.5.1.1 Die uniforme Anregung

Im vorherigen Abschnitt 4.5.1 über die Anregungsmode eines unendlich ausgedehnten Films, wurde diese als uniforme Mode identifiziert. In diesem Abschnitt wird das Verhalten der uniformen Mode genauer untersucht, da sie im weiteren Verlauf (siehe Abschnitt 4.5.2.1) mit der quasi-uniformen Mode verglichen wird.

Dazu geht man von einem System aus, dessen Magnetisierung sich im Makrospinmodell darstellen lässt. Das heißt, für die Betrachtung des Systems sind nicht mehr einzelne magnetische Spins entscheidend, sondern diese Spins werden zu einem einzigen Makrospin zusammengefasst. Die Voraussetzung für diese Annahme ist, dass alle Spins gleich ausgerichtet sind und an jeder Stelle des Systems das gleiche effektive Feld herrscht. Streng genommen, sind diese Voraussetzungen nur für einen unendlich ausgedehnten Film erfüllt. Als uniforme Mode wird eine Anregung bezeichnet, bei der der Makrospin um ein effektives Feld präzediert. Daher muss auch jeder einzelne Spin ohne Phasenverschiebung und ohne Amplitudendifferenz diese Präzessionsbewegung durchführen. Genau diese Art der Anregung ist im vorherigen Abschnitt für den unendlichen Film gefunden worden. Deshalb wird dieses System weiterhin verwendet, um den zeitlichen Verlauf der uniformen Anregungsmode zu untersuchen. Dazu ist für das folgende Beispiel der unendlich ausgedehnte Film mit einer Frequenz von 10 GHz angeregt worden. Zusätzlich wurde das externe Feld auf 99.5 mT festgelegt, so dass sich das System im resonanten Zustand befindet. Um zu zeigen, dass alle Zellen des Systems eine identische Präzession durchführen, wird die aktuelle Auslenkung der Zellen zu unterschiedlichen Zeitpunkten bestimmt.

Für die Bestimmung dieser Zeitpunkte ist zunächst der zeitliche Verlauf der gemittelten z -Komponente $m_z(t)$ der Auslenkung berechnet worden. Dieser ist in Abb. 4.43 a. in Bezug auf das anregende Hochfrequenzfeld $b_z(t)$ dargestellt. Dort ist zu erkennen, dass sowohl ein Minimum als auch ein Maximum von $m_z(t)$ als ausgezeichnete Zeitpunkte ausgewählt worden sind, um die lokale Auslenkung jeder einzelnen Zelle zu untersuchen.

Zunächst sind die Momentaufnahmen zu diesen Zeitpunkten als Inset in Abb. 4.43 b. gezeigt. Dort sind keine farblichen Variationen innerhalb des Systems sichtbar, so dass von einer homogenen Präzessionsbewegung ausgegangen werden kann. Es ist jedoch noch eine weitere Analyse vorgenommen worden, um diese Annahme zu quantifizieren. Dazu wurde ein Querschnitt durch die Mitte des Systems vorgenommen (markiert

durch die grüne Linie). Für jede Zelle, die durch den Querschnitt berührt wird, ist die lokale Auslenkung aufgetragen worden. Das Ergebnis ist in Abb. 4.43 b. aufgetragen.

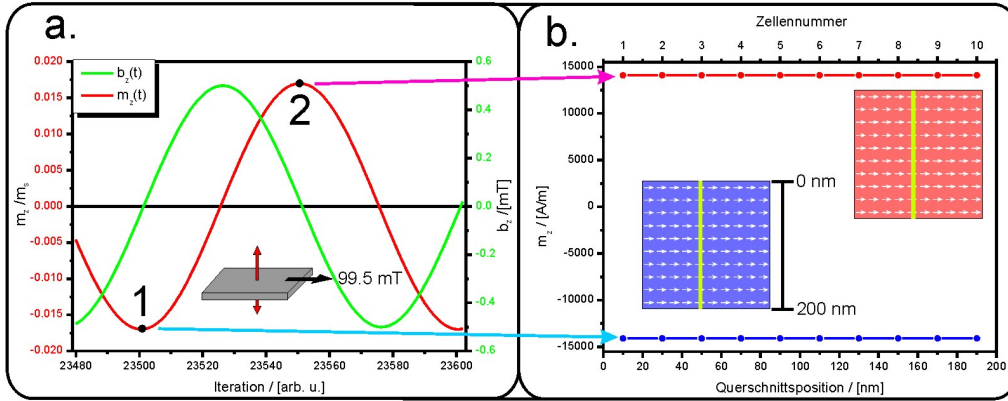


Abbildung 4.43: a. zeigt den zeitlichen Verlauf der gemittelten z -Komponente $m_z(t)$ der Auslenkung des Systems, die durch ein Hochfrequenzfeld $b_z(t)$ mit der festen Frequenz von 10 GHz erzeugt wird. Das System befindet sich in Resonanz bei einem externen Feld von 99.5 mT. Es sind zwei ausgezeichnete Punkte (Maximum/Minimum der Auslenkung) eingezeichnet. Genau zu diesen Zeitpunkten zeigt der Inset in b. die Momentaufnahme des Systems. Um eine quantitative Analyse der Auslenkung jeder einzelnen Zelle durchzuführen, wurde diese Auslenkung in b. über einen Querschnitt des Systems (grüne Linie im Inset) aufgetragen. Sowohl im Minimum, als auch im Maximum ist eine homogene Auslenkung des gesamten Systems sichtbar.

Im Gegensatz zu den bisherigen Betrachtungen sei darauf hingewiesen, dass in dieser Abbildung m_z kein Mittelwert darstellt und auch nicht auf die Sättigungsmagnetisierung normiert worden ist. Da die Position der Magnetisierung einer Zelle für OOMMF immer in die Mitte einer Zelle liegt, ist die erste Zelle bei 10 nm und die letzte bei 190 nm zu finden (zur Erinnerung die Systemdimensionen sind 200 nm · 200 nm · 20 nm). Auch in dieser Darstellung ist keine Abweichung der Amplitude der Auslenkung festzustellen. Damit konnte gezeigt werden, dass die Anregungsmoden eines unendlich ausgedehnten Filmes alle Merkmale einer uniformen Mode aufweist.

4.5.2 Dispersionsrelation einer Permalloy-Leiterbahn in magnetisch leichter Richtung

Da die Möglichkeiten der Analyse bzw. Modenidentifikation auf Grund der Dispersionsrelation eines unendlich ausgedehnten Films gezeigt worden sind (siehe Abschnitt 4.5.1), wird nun eine solche Dispersionsrelation für die zuvor behandelten Permalloy-Leiterbahn (in Abschnitt 4.4.1) diskutiert. Es werden die auftretenden Moden identifiziert und

die Ergebnisse der Simulation mit an diesem System durchgeführten FMR-Messungen verglichen.

Der wesentliche Unterschied eines Leiterbahnsystems gegenüber einem Film ist, die aufgehobene energetische Entartung in der x - y -Ebene auf Grund der Formanisotropie. Somit macht es einen Unterschied, in welche Richtung das externe Feld angelegt wird. Im Rahmen dieses Abschnitts wird die Ausrichtung des Feldes in magnetisch leichter Richtung, also entlang der langen Achse der Leiterbahn, beschrieben. Bezogen auf das verwendete Koordinatensystem (siehe Abb. 4.23) bedeutet dies, dass das externe Feld in x -Richtung orientiert ist. Die Parameter für die Simulation der Dispersionsrelation sind wie folgt gewählt worden.

1. Die Sättigungsmagnetisierung $M_s = 830 \text{ kA/m}$
2. Die Austauschkonstante $A = 1.3 \cdot 10^{-11} \text{ J/m}$
3. Der gyromagnetische Faktor $g = 2.12$
4. Dämpfungsparameter $\alpha = 0.007$
5. Abbruchzeit 6.25 ns
6. Bereich des externen Feldes $0 \rightarrow 400 \text{ mT}$
7. Bereich des Hochfrequenzfeldes $3 \rightarrow 12.4 \text{ GHz}$

Da im Gegensatz zum unendlich ausgedehnten Film, die Leiterbahn aus einer wesentlich höheren Anzahl von Zellen (13000 Leiterbahn, 100 Film) besteht, ist die Schrittweite des externen Feldes nun 1 mT . Als Frequenzschrittweite ist 200 MHz gewählt worden, was folglich insgesamt 48 unabhängigen Simulationen entspricht. Die maximale Amplitude des Hochfrequenzfeldes beträgt 0.5 mT und es ist entlang der z -Achse ausgerichtet.

Die Dispersionsrelation der Permalloy-Leiterbahn ist in Abb. 4.44 a. gezeigt. Für diese Feldgeometrie sind eindeutig drei unterschiedliche Anregungsmoden (im Fall des Films war es nur eine) zu erkennen. Der Farbkontrast dieser Abbildung musste jedoch bearbeitet werden, damit die Moden, die mit 1 und 2 markiert sind, sichtbar gemacht werden können. So ist nur genau für diese Moden ein höherer Kontrast gewählt worden, das heißt die Schwarzfärbung dieser Moden in der Dispersionsrelation ist übertrieben groß gegenüber der Mode 3. Der Grund für diese Kontrastanpassung ist anhand von Abb. 4.44 b. ersichtlich. Dort ist die Auslenkung m_z des Makrospins des System für eine Frequenz von 11.8 GHz (als rote Linie in der Dispersionsrelation gekennzeichnet) dargestellt. Die Amplitude der Auslenkung von 1 und 2 sind wesentlich geringer als für die Mode 3, somit wären diese in einer unbearbeiteten schwarz/weiß Darstellung nicht vom weißen Untergrund zu unterscheiden.

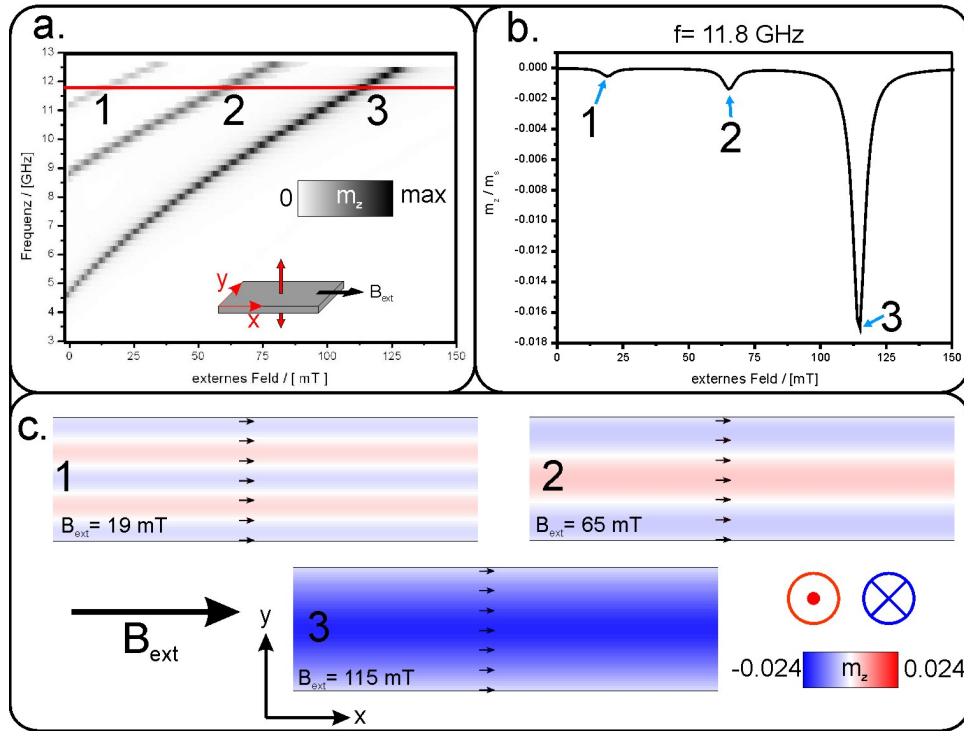


Abbildung 4.44: a. zeigt die simulierte Dispersionsrelation der Py-Leiterbahn ($78 \cdot 1 \cdot 0.02 \mu\text{m}^3$) in magnetisch leichter Richtung. Im Gegensatz zum Film existieren in diesem System mehrere Anregungsmoden (markiert mit $1 \rightarrow 3$), jedoch musste der Farbkontrast für 1 und 2 erhöht werden, um diese sichtbar zu machen. Dies lässt sich an den Amplituden der m_z Auslenkung in b. (zeigt das Spektrum für 11.8 GHz) erkennen. Für 1 und 2 sind diese viel geringer als für 3, weshalb sie ohne Kontrasterhöhung in der Dispersionsrelation unsichtbar wären. Zur Identifikation der Anregungsmoden sind in c. Ausschnitte der Momentaufnahmen des Systems für die entsprechenden Felder dargestellt.

Um die verschiedenen Amplituden der Anregungen weiter zu analysieren und die Anregungsmoden zu identifizieren, sind in Abb. 4.44 c. die Momentaufnahmen des Systems für die jeweiligen externen Feldern gezeigt. Wie schon in Abschnitt 4.4.1 ist die Farbcodierung ein Maß für den Wert der m_z -Komponente der jeweiligen Zelle. An dieser Stelle sei noch erwähnt, dass die Bilder, aus Übersichtlichkeit, nur den mittleren Ausschnitt der Permalloy-Leiterbahn zeigen. Die Pfeile geben die x - y Ausrichtung der Zellen an, da jedoch diesbezüglich keine Variationen in den Bildern festgestellt werden konnte, ist nicht jede Zelle mit einem entsprechenden Pfeil versehen. Für alle Anregungsmoden gilt, dass die Magnetisierung der Zellen weitestgehend parallel zum externen Feld ausgerichtet ist.

Ohne zunächst weiter auf die Moden einzugehen ist anhand dieser Momentaufnah-

men ersichtlich, weshalb die Amplitude so stark variiert. Zum einen gibt es Bereiche innerhalb der Mode 3, die in der Tat eine größere Auslenkung aufweisen (dunkelblau in der Leiterbahnmitte) als die Anregung 1 und 2. Allerdings ist entscheidender, dass bei Anregung 1 und 2 auch rote Bereiche existieren. Diese Bereiche weisen ein anderes Vorzeichen der m_z -Komponente auf. Da der Graph in Abb. 4.44 b. nur den Mittelwert der Auslenkung m_z über das gesamte System darstellt, ist ersichtlich, dass dort die Summe von roten und blauen Bereichen zu einem kleineren m_z führt, als ein entsprechend einfARBiges System. Die Momentaufnahmen zeigen, dass sowohl für Anregung 1 also auch für 2 genau ein blauer Bereich mehr existiert. Daher sind diese Anregungen überhaupt als eine Resonanz im Graphen sichtbar. Im direkten Vergleich von Anregung 1 und 2 stellt man fest, dass dieser resultierende blaue Bereich mit zunehmender Anregungsnummer kleiner wird. Damit verringert sich, zusätzlich zur Auslenkungsamplitude, auch noch die absolute Zellenanzahl durch die m_z in Abb. 4.44 b. bestimmt wird. Aus diesem Grund vermindern sich die Amplituden mit denen diese Anregungen dargestellt werden.

Das Verhalten der Mode 3 entspricht dem, im zuvor diskutierten, Spektrum (Abb. 4.27) für die Frequenz von 7.8 GHz und wurde dort als quasi-uniforme AnregungsmodE identifiziert. Folgt man dem Verlauf der Mode in der Dispersionsrelation ist ersichtlich, dass es sich bei Anregung 3 ebenfalls um eine quasi-uniforme Mode handelt. Eine ausführlichere Diskussion dieser Mode ist im folgenden Abschnitt 4.5.2.1 zu finden.

Im Falle der beiden anderen Moden kann festgestellt werden, dass ein periodischer Wechsel zwischen blauen und roten Bereichen auftritt, das heißt lokal verändert sich das Vorzeichen von m_z . Weiterhin ist der Übergang zwischen den beiden Bereichen stetig, da sich dazwischen weiße Gebiete befinden, die eine Auslenkung von $m_z \approx 0$ aufweisen. Die Anregungen haben offensichtlich einen Wellencharakter. Dieser Welle lässt sich ein Wellenvektor \underline{k} zuordnen. Die Richtung des Wellenvektors ist in diesem Fall orthogonal zum extern angelegten Feld. Bleibt man im Wellenbild, handelt es sich bei diesen Anregungen um longitudinale Spinwellen (siehe auch Abb. 2.14). Nicht nur die Momentaufnahmen der Anregungen weisen darauf hin, sondern auch die Positionen der Anregungen innerhalb der Dispersionsrelation. Auf der y -Achse der Dispersionsrelation ist die Anregungsfrequenz aufgetragen und damit auch die für die Anregung benötigte Energie $E = h \cdot f$. Betrachtet man nun einen festen Feldwert, wie zum Beispiel 0 mT , wird für die quasi-uniforme Anregung die geringste Energie benötigt. Sie tritt schon bei einer Frequenz von $f \approx 4.6\text{ GHz}$ auf. An diesem Punkt reicht allein das Entmagnetisierungsfeld, um die Resonanzbedingung zu erfüllen (dies ist ausführlich in Abschnitt 4.5.2.2 diskutiert). Wird nun die Anregungsenergie weiter erhöht, ist es möglich, eine longitudinale Spinwelle mit der Wellenlänge $\lambda = 2/3 \cdot 1\text{ }\mu\text{m}$ anzuregen ($f \approx 8.6\text{ GHz}$). Wie im Abschnitt 2.7 über das Verhalten von Spinwellen beschrieben worden ist, wird diese zusätzliche Energie, gegenüber der quasi-uniformen Mode, benötigt um die erhöhte Dipolfeldenergie für diese Spinkonfiguration zu liefern. Somit ist es auch verständlich, dass die longitudinale Spinwelle mit $\lambda = 2/5 \cdot 1\text{ }\mu\text{m}$ bei einer noch höheren Energie angeregt wird ($f \approx 11\text{ GHz}$).

Allerdings propagieren diese Wellen nicht in der Leiterbahn, sondern besitzen den Charakter einer stehenden Welle (die Knotenpunkte bewegen sich nicht). Ausgehend davon, dass die Magnetisierung der Zellen an den Rändern sehr stark verankert⁸ ist (darauf wird in Abschnitt 4.5.2.1 eingegangen), bilden sich dort Knotenpunkte der Welle aus. Es lassen sich also nur stehende Wellen anregen, die der Bedingung genügen, dass sie an den Rändern Knoten aufweisen (dies ist gut an den Momentaufnahmen zu erkennen). Des Weiteren entstehen nur Wellen bei der die Anzahl der Wellentäler/bäuche ungerade ist, da nur in diesem Falle ein Energieübertrag über die Zeemanenergie des Hochfrequenzfeldes an das System möglich ist. Angenommen das System hätte z.B. nur ein Tal und ein Bauch (also eine gerade Anzahl), wäre die Zeemanenergie sowohl positive (wenn m_z antiparallel zu b_z ist) als auch negativ (wenn m_z parallel zu b_z ist). Da der Betrag der Auslenkung für beide Fälle identisch ist (die Amplitude von Tälern und Bäuchen ist gleich groß) ändert sich die Zeemanenergie des Gesamtsystems bezüglich des Hochfrequenzfeldes zu keinem Zeitpunkt, daher lässt sich diese Art der Moden nicht anregen. Somit gilt für die Wellenlänge die folgende Beziehung.

$$\lambda = \frac{L}{\left(n + \frac{1}{2}\right)} \quad \text{für } n = 0, 1, 2, 3... \quad (4.17)$$

L ist die Dimension des Systems parallel zum Wellenvektor \underline{k} . Da die Wellenlänge nur diskrete Werte annimmt, finden sich auch diskrete Anregungsenergien. Theoretisch lassen sich mit Gleichung (4.17) beliebig kleine Wellenlängen erreichen, an dieser Stelle sei jedoch darauf hingewiesen, dass die Austauschenergie bei dieser Betrachtung völlig vernachlässigt worden ist. Deren Beitrag gibt eine untere Grenze für die Wellenlänge von dipolargekoppelten Spinwellen vor (siehe Abschnitt 2.7). Die Anregungsmoden 1 und 2 sind also als dipolar gekoppelte, stehende, longitudinale Spinwellen identifiziert worden.

4.5.2.1 Die quasi-uniforme Mode

In diesem Abschnitt wird speziell die Anregung betrachtet, die zuvor immer als quasi-uniforme Mode bezeichnet wurde. Um ein besseres Verständnis dafür zu bekommen, in wie fern sich diese Mode deutlich von einer uniformen Mode unterscheidet, wird sie mit der Anregung eines unendlich ausgedehnten Films verglichen (Abschnitt 4.5.1.1). Für diese wurde festgestellt (siehe Abb. 4.43 b.), dass die Auslenkung der Magnetisierung aller Zellen des Filmes identisch ist. Würde man diese Auslenkung in ein Wellenbild transformieren, entspricht das einer Wellenlänge von $\lambda = \infty$.

Auf die gleiche Weise, wie beim unendlich ausgedehnten Film, wird nun die Anregungsmoden 3 des Leiterbahnsystems untersucht, welche in Abb. 4.44 c. dargestellt ist. Das heißt, auch für die Analyse dieser Mode wurde ein Querschnitt durch die

⁸Im Weiteren wird der englische Begriff “pinning” verwendet.

Mitte der Leiterbahn gelegt. So lässt sich die Auslenkung m_z der Zellen, die sich auf diesem Schnitt befinden, über deren laterale Position aufgetragen. Um eine bessere Vergleichbarkeit mit der uniformen Anregung des unendlich ausgedehnten Films zu schaffen, muss die Anregungsfrequenz in beiden Fällen identisch (10 GHz) sein. Somit existiert auch kein Energieunterschied zwischen den beiden Anregungsmoden. Wie sich anhand der jeweiligen Dispersionsrelationen (Abb. 4.39 a. = Film und Abb. 4.44 a. = Leiterbahn) feststellen lässt, treten allerdings beide Anregungsmoden bei unterschiedlichen externen Feldern auf. Für den folgenden Vergleich liegt daher ein externes Feld von 79 mT (Film) bzw. 99.5 mT (Leiterbahn) an, so dass sich beide Systeme in einem resonanten Zustand befinden.

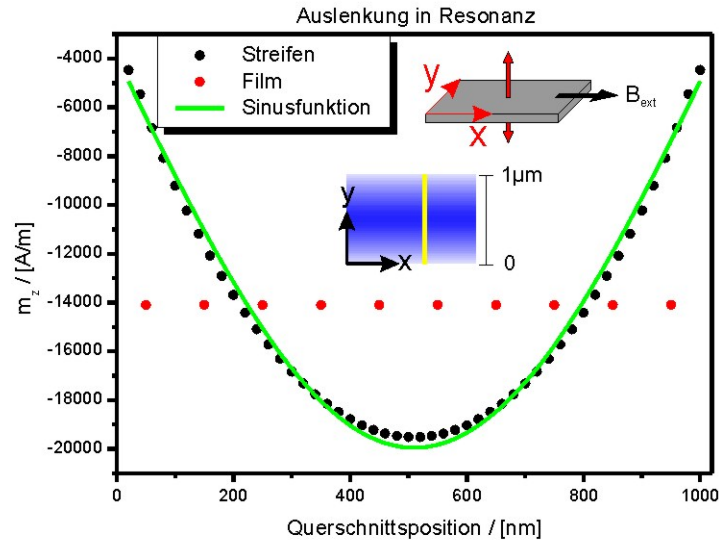


Abbildung 4.45: In diesem Diagramm ist die Auslenkung m_z als Funktion der Zellenposition dargestellt. Beide Systeme befinden sich zum Zeitpunkt des Querschnitts im resonanten Zustand, wobei für beide eine Anregungsfrequenz von 10 GHz gewählt worden. Die schwarzen Punkte zeigen die Auslenkung der Zellen im Leiterbahnquerschnitt (Inset) und die roten Punkte sind aus Abb. 4.43 entnommen. Allerdings ist deren laterale Skalierung verändert worden, um eine bessere Vergleichbarkeit zu gewährleisten. Es sind deutliche Unterschiede im Resonanzverhalten zu erkennen. Die Anregungsamplitude der Leiterbahn ist näherungsweise sinusförmig, wohingegen der Film eine konstante Amplitude aufweist.

Für den Zeitpunkt des Querschnitts ist der Moment der größten Auslenkung des jeweiligen Systems gewählt worden. Das Ergebnis ist in Abb. 4.45 dargestellt, wobei die roten/schwarzen Punkte die Auslenkung des Films/Leiterbahn wiedergeben. Die

Amplitude der Auslenkung ist für die uniforme Resonanz über den gesamten Film konstant, wohingegen die Form der Auslenkung der Leiterbahn näherungsweise mit der Halbwelle einer Sinusschwingung (durch die grüne Linie in Abb. 4.45 gekennzeichnet) beschrieben werden kann. Auf Grund der Tatsache, dass in diesem System nicht alle Zellen im resonanten Zustand die gleiche Auslenkungsamplitude besitzen, darf diese Mode nicht als uniforme Mode bezeichnet werden. Allerdings wird von dieser Anregung die Bedingung erfüllt, dass keine Phasendifferenz zwischen den Schwingungen der einzelnen Zellen existiert. Da dies ebenfalls eine Voraussetzung für eine uniforme Mode ist, wird die Anregung als quasi-uniforme Mode bezeichnet.

Im Weiteren wird nun der Kurvenform der quasi-uniformen Mode genauer betrachtet. Zunächst wird diskutiert, wie es zu so einem großen Unterschied in der Auslenkungsamplitude innerhalb der Leiterbahn kommen kann. Dabei variiert die Amplitude von $m_z \approx 19500 \text{ A/m}$ in der Mitte der Leiterbahn, bis zu $m_z \approx 4450 \text{ A/m}$ für die Zellen am Rand. Dies entspricht einer Änderung von ca. 330 % bzw. wenn es durch den Öffnungswinkel der Präzession beschrieben wird, bedeutet das eine Änderung von 0.3° auf 1.35° . Im Gegensatz zum unendlich ausgedehnten Film unterliegt die Magnetisierung der Randzellen offenbar durch den zusätzlichen Symmetriebruch (Übergang vom magnetischen Material in den Außenraum) einem pinning Effekt. Dies wurde schon von Kittel beschrieben und auf eine Oberflächenanisotropie zurückgeführt, die auf Grund der fehlenden nächsten Nachbarn auftritt [Kit58]. Auch Rado und Weertmann haben diesen Effekt untersucht und eine allgemeinere Formulierung aufgestellt, bei der davon ausgegangen wird, dass auf die Ränder ein anderes Drehmoment (dessen Ursprung nicht weiter bestimmt wird) wirkt als auf das Volumen [Rad59]. Ein weiterer Ansatz geht von einem dynamischen pinning aus, dass durch die Präzessionsbewegung selbst hervorgerufen wird [Gus02]. Um dieses Phänomen genauer zu beschreiben, betrachtet man zwei ausgezeichnete Stellen der Leiterbahn.

Zum einen ist das eine Zelle am Rand der Struktur (z.B. der erste schwarze Punkt in Abb. 4.45) und zum anderen eine Zelle genau in der Mitte der Leiterbahn. Beide Zellen erfahren eine Anregung durch das Hochfrequenzfeld in die z -Richtung. In Abschnitt 2.6.1 über die Formanisotropie wurde gezeigt, dass sobald eine Divergenz der Magnetisierung existiert, ein Entmagnetisierungsfeld erzeugt wird, welches Energie benötigt. Für ein System mit homogener Magnetisierung (M_s ist innerhalb der Leiterbahn konstant) tritt eine Divergenz nur an den Oberflächen auf. Beide Zellen besitzen die gleichen Oberflächen in der z -Richtung, müssen also auf Grund der Anregung in dieser Richtung, ein Entmagnetisierungsfeld aufbauen. Da die Bewegung der Magnetisierung durch die Landau-Lifschitz-Gleichung bestimmt wird, muss die Magnetisierung in der vorgegeben Feldgeometrie eine Präzession in der y - z -Ebene durchführen (siehe Abschnitt 4.4.2). Das heißt die Magnetisierung besitzt einen dynamischen Anteil in der z (m_z) und y (m_y) Komponente und genau darin unterscheiden sich die beiden Zellen auf Grund ihrer Position. Die Zelle am Rand verfügt zusätzlich über eine Oberfläche in y -Richtung und muss daher sobald $m_y \neq 0$ ist, nicht nur ein Entmagnetisierungsfeld in z -Richtung

erzeugen, sondern auch ein weiteres in y -Richtung. Anhand von Gleichung (2.37) ist ersichtlich, dass umso mehr Energie für das Entmagnetisierungsfeld benötigt wird, je größer ist der Öffnungswinkel der Präzession. Jedoch steht allen Zellen (egal ob am Rand oder in der Mitte), infolge der festgelegten Frequenz des Hochfrequenzfeldes, der gleiche Energiebetrag zur Verfügung. Die Zellen am Rand der Struktur müssen auf Grund ihrer Präzession mit dieser Energie das zusätzliche Entmagnetisierungsfeld in y -Richtung erzeugen. Die dafür notwendige Energie lässt sich nur über die Reduktion der Auslenkung der Magnetisierung in z -Richtung gewinnen. Das heißt, durch die Erzeugung eines dynamischen Entmagnetisierungsfeldes ist m_z am Rand der Leiterbahn kleiner als in der Leiterbahnmitte.

Da benachbarte Zellen mittels Austauschwechselwirkung an den Rand gekoppelt sind, weisen auch diese nächsten Nachbarzellen nicht die gleiche Auslenkung wie das Volumen auf. Deswegen bildet sich in einer $1\text{ }\mu\text{m}$ breiten Leiterbahn eine Anregungsform, die der Halbwelle einer Sinusfunktion ähnlich ist. Jedoch ist diese Näherung nur adäquat für Leiterbahnbreiten, die sich in dieser Größenordnung (oder kleiner) befinden. Die Abb. 4.46 zeigt, dass diese Näherung für größere Leiterbahnbreiten ($25\text{ }\mu\text{m}$, $100\text{ }\mu\text{m}$) nicht anwendbar ist.

Ein weiteres Merkmal der Kurvenverläufe in Abb. 4.45 ist, dass die maximale Amplitude der Auslenkung in der Mitte der Leiterbahn größer ist, als die entsprechende Auslenkung im Film. So findet sich eine maximale Auslenkungsamplitude von $m_z \approx 19000\text{ A/m}$ in der Leiterbahn und dementsprechend nur $m_z \approx 14000\text{ A/m}$ im Film, obwohl beide Systeme die gleiche Höhe (20 nm) aufweisen.

Die Erklärung dazu liefert eine Betrachtung der Komponente N_z des Entmagnetisierungstensors. Für den unendlich ausgedehnten Film findet sich $N_z = 1$ bzw. anhand von Gleichung (2.36) folgt für die beiden übrigen Komponenten $N_x = 0$ und $N_y = 0$. Sobald jedoch eine Strukturierung des Filmes vorgenommen wird, z.B. indem man aus dem Film eine Leiterbahn herstellt, verändern sich die Komponenten des Entmagnetisierungstensors. Da nun keine Dimension des System mehr unendlich ausgedehnt ist, resultiert daraus $N_x > 0$ und $N_y > 0$. Weiterhin muss der Zusammenhang $N_x + N_y + N_z = 1$ erfüllt sein, wodurch ersichtlich ist, dass für ein strukturiertes System $N_z < 1$ gilt.

Eine direkte Konsequenz aus diese Tatsache ist, dass bei gleicher Auslenkung der Magnetisierung in z -Richtung m_z , die Stärke des Entmagnetisierungsfeldes innerhalb einer Leiterbahn geringer ist, als in einem entsprechenden Film. Das heißt, zum Erzeugen des Entmagnetisierungsfeldes der Leiterbahn ist weniger Energie erforderlich.

Umgekehrt bedeutet dies für eine festgelegte Anregungsenergie, dass die Auslenkung der Magnetisierung der Leiterbahn größer ist, als die im Film. Genau dieser Effekt lässt sich in Abb. 4.45 beobachten. Um einen weiteren Hinweis für die Gültigkeit diese Annahme zu erhalten, sind zusätzliche Simulationen durchgeführt worden. Als einziger Parameter wurde die Leiterbahnbreite variiert. Es ist zu erwarten, dass sich das Auslenkungsverhalten umso mehr an den unendlich ausgedehnten Film angleicht, je größer die Breite der Leiterbahn ist. Für jede Breite des Systems ist ein Querschnitt das

System durchgeführt worden, während die quasi-uniforme Mode (bei einer Frequenz von 10 GHz) angeregt ist. Es sind die Breiten $5\text{ }\mu\text{m}$, $10\text{ }\mu\text{m}$, $25\text{ }\mu\text{m}$, $100\text{ }\mu\text{m}$ simuliert worden, wobei durch die Variation der Breite auch die externen Felder entsprechend verändert werden mussten, um die quasi-uniforme Mode anzuregen. Somit sind mit zunehmender Breite die folgenden Feldwerte gewählt worden 95 mT , 97 mT , 98 mT , 99 mT . Um die Punktdichte der Querschnitte zu erhöhen, ist die Leiterbahnbreite in 500 Zellen unterteilt worden, im Gegensatz zu den vorherigen 50 Zellen. Des Weiteren ist nun die Auslenkung m_z über die Zellennummer aufgetragen, damit sich alle Querschnitte in einem Diagramm darstellen lassen.

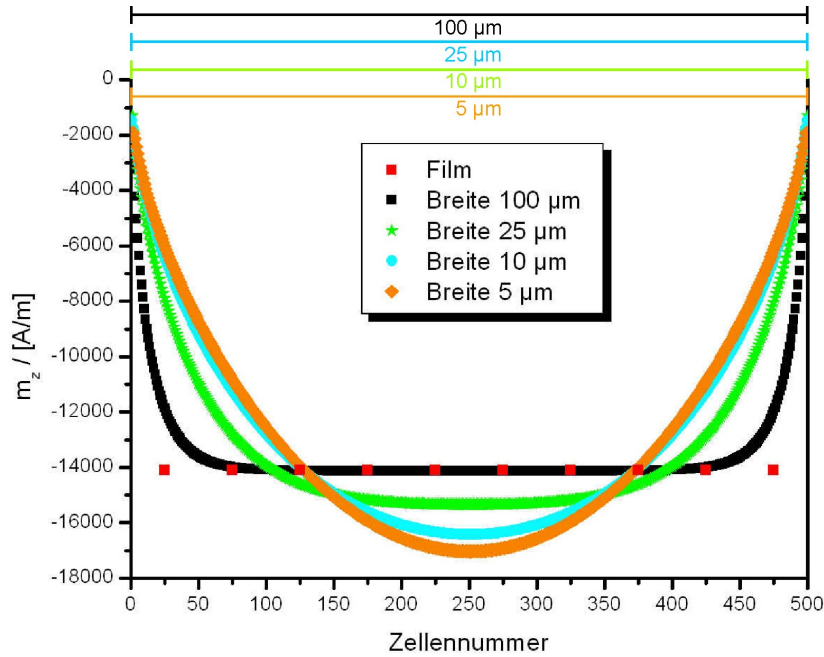


Abbildung 4.46: Das Diagramm zeigt Querschnitte durch unterschiedlich breite Leiterbahnen. Zum Zeitpunkt des Querschnittes ist in allen Systemen die quasi-uniforme Mode angeregt und das System befindet sich am Punkt der maximalen Auslenkung der Magnetisierung. Um für die Darstellung die Genauigkeit zu erhöhen, sind hier 500 Zellen als Leiterbahnbreite gewählt worden. Es ist deutlich zu erkennen, dass mit zunehmender Breite das System sich der Auslenkung eines unendlich ausgedehnten Films annähert.

Vergleicht man den Querschnitt der $100\text{ }\mu\text{m}$ breiten Leiterbahn (schwarze Quadrate) mit dem des Filmes (rote Quadrate) ist deutlich ein Bereich zu erkennen, in dem sich die Leiterbahn wie der Film verhält (sowohl was die Form der Kurve, als auch der Betrag der Amplitude m_z). Dies unterstützt die vorherige Annahme, da sich mit zunehmender Leiterbahnbreite auch N_z vergrößert und somit die Struktur filmähnlicher wird. Es ist jedoch überraschend, dass schon bei einer Breite von $25\text{ }\mu\text{m}$ ein Verhalten

gefunden wird, welches nicht mit dem Anregungsprofil einer uniformen Anregung vergleichbar ist. Diese Breite entspricht scheinbar einem Übergangsbereich, in welchem die Anregungsmode weder einer uniformen Anregung ähnlich ist, noch mittels einer Sinusfunktion sinnvoll beschreiben werden kann.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass in diesem Abschnitt die Unterschiede zwischen einer uniformen Anregung (in Filmen) und einer quasi-uniformen Anregung (in strukturierten Systemen) gezeigt worden sind. Des Weiteren wurde das Modenprofil einer quasi-uniformen Anregung analysiert und dessen physikalische Ursprünge diskutiert. Es sind Modell entwickelt worden, um den Verlauf des Modenprofils zu beschreiben.

4.5.2.2 Analyse mittels der Kittelgleichung

Am Beispiel des unendlich ausgedehnten Films (Abschnitt 4.5.1) konnte demonstriert werden, dass es durchaus möglich ist, den aus OOMMF berechneten Modenverlauf der uniformen Anregung mit Hilfe der Kittelgleichung zu beschreiben. Da im vorherigen Abschnitt gezeigt werden konnte, dass ein Unterschied zwischen der quasi-uniformen Anregung bzw. der uniformen Anregung besteht, stellt sich die Frage, ob die Kittelgleichung zur Vorhersage des Modenverlaufes in einer Leiterbahn verwendet werden kann.

Zur Lösung dieser Kittelgleichung (4.14) werden die Entmagnetisierungsfaktoren der Leiterbahn benötigt. Ausgehend davon, dass sich die Leiterbahn als ein elongierter Rotationsellipsoid nähern lässt und die Magnetisierung durch einen Makrospin beschrieben werden kann, finden sich die Faktoren (siehe Abschnitt 4.4.2).

$$N_x = 1.55 \cdot 10^{-5} \quad N_y = 0.0196 \quad N_z = 0.9803$$

Für dieses System weisen alle drei Entmagnetisierungsfaktoren einen Wert ungleich 0 auf. Werden diese Entmagnetisierungsfaktoren in die Kittelgleichung (4.14) eingesetzt, dann erhält man eine Resonanzfrequenz ungleich 0 GHz , obwohl kein externes Feld $B_{ext} = 0\text{ mT}$ an der Leiterbahn anliegt. Für die vorliegenden Werte bedeutet dies, dass nur durch die Formanisotropie der Makrospin (für die Kittelgleichung wird das Makrospinmodell benötigt) mit einer Eigenfrequenz von $f \approx 4.3\text{ GHz}$ zur Präzession angeregt werden kann.

Dieses Verhalten unterscheidet sich deutlich zu dem des unendlich ausgedehnten Films, wie es in Abschnitt 4.5.1 beschrieben worden ist. Dort konnte gezeigt werden, dass für $B_{ext} \rightarrow 0\text{ mT}$ auch $f \rightarrow 0\text{ Hz}$ gilt. Um dieses Verhalten des Films zu beschreiben, wurde dort ein Modell vorgestellt, dass die Elliptizität der Präzessionsbewegung beachtet. Zur Erinnerung folgt eine kurze Wiederholung. Präzediert die Magnetisierung eines Films, beinhaltet die Präzessionsbewegung immer mindestens eine Komponente in der Filmebene. Da in der Filmebene kein Entmagnetisierungsfeld erzeugt wird, ist die Auslenkung der Magnetisierung in der Ebene ausschließlich durch das externe Feld

beschränkt. Wird das externe Feld kleiner, nimmt die Elliptizität zu und die für die Anregung benötigte Energie ab.

Im Fall des Leiterbahnsystems ändert sich diese Tatsache dadurch, dass $N_y \neq 0$ ist. Es wird daher also sowohl für die Auslenkung der Magnetisierung in z , als auch in y -Richtung ein Entmagnetisierungsfeld aufgebaut, für welches eine gewisse Energie benötigt wird. Somit ist auch ohne die Anwesenheit eines externen Feldes die Präzessionsellipse begrenzt. Befindet sich das System im Zustand der Präzession, muss in dieser Bewegung die Energie vorhanden sein, um diese Entmagnetisierungsfelder aufzubauen bzw. dem System muss diese Energie zugeführt werden, um präzedieren zu können. Aus diesem Grund tritt die quasi-uniforme Mode der Leiterbahn ohne externes Feld bei $f \approx 4.3 \text{ GHz}$ auf. Für den Fall $B_{ext} > 0 \text{ mT}$ findet sich, mit der zum Film analogen Begründung, ein kontinuierlicher Anstieg der Präzessionsfrequenz (Energie).

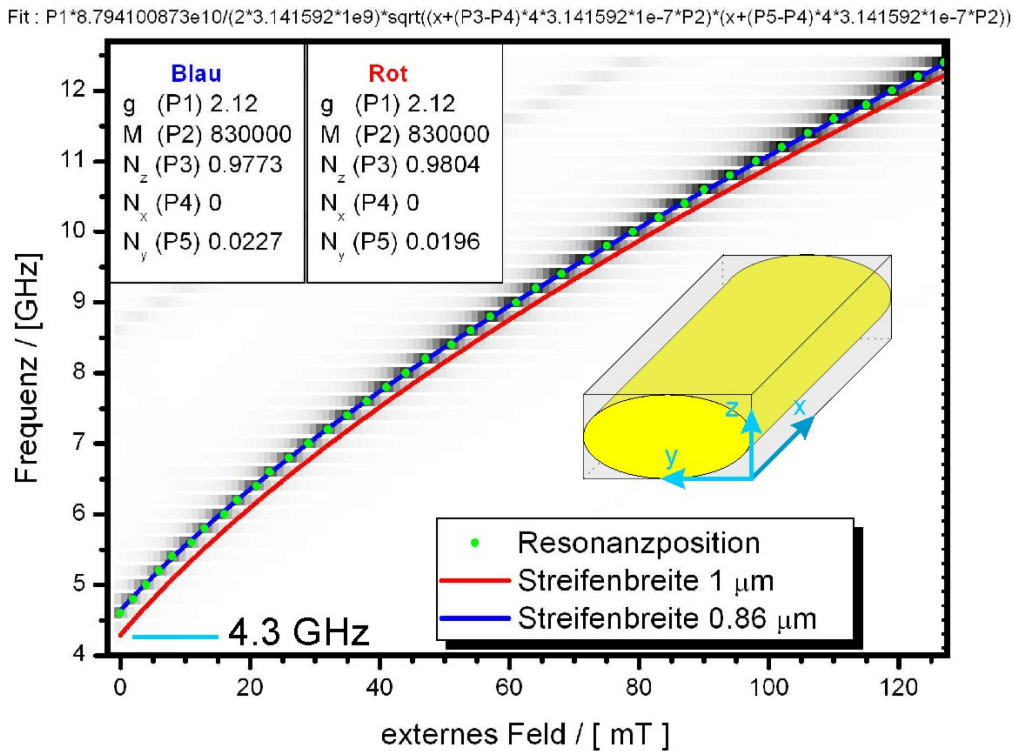


Abbildung 4.47: Die grünen Punkte geben die Resonanzposition der quasi-uniformen Mode an und die rote bzw. blaue Kurve sind mittels der Kittelgleichung berechnet worden. Wobei die Entmagnetisierungsfaktoren zum einen der realen Leiterbahnbreite von $1 \mu\text{m}$ entsprechen (rot) und zum anderen eine effektive Leiterbahnbreite von $0.86 \mu\text{m}$ gewählt wurde (blau). Zur Berechnung wurde in beiden Fällen die quaderförmige Leiterbahn als ein Rotationsellipsoid angenähert, wie es im Inset angedeutet ist.

Für die Analyse sind zunächst die Resonanzpositionen der quasi uniformen Mode aus der Dispersionsrelation bestimmt worden, diese sind mit den grünen Punkten in Abb. 4.47 markiert. Durch die Bestimmung der Entmagnetisierungsfaktoren sind alle Parameter der Kittelgleichung bekannt. Daher lässt sich der vorhergesagte Verlauf der Resonanzposition der quasi-uniformen Mode berechnen. Dieser ist in Abb. 4.47 mittels der roten Kurve dargestellt. Es ist eine deutliche Abweichung gegenüber den grünen Punkten zu erkennen, daher wurde eine weitere Anpassung durchgeführt.

Im Abschnitt 2.6.1.1 über die Entmagnetisierungsfaktoren eines Quaders ist gezeigt worden, dass in einer Leiterbahn die Beträge der jeweiligen Entmagnetisierungsfaktoren nicht konstant sind. Vielmehr konnte festgestellt werden, dass sie lokal variieren. Dies hat schon bei der Beschreibung der quasi-uniformen Anregung in Abschnitt 4.5.2.1 dazu geführt, dass die Zellen am Rand der Leiterbahn ein anderes Verhalten aufweisen. Durch ihre Präzessionsbewegung erzeugen sie zusätzliche Entmagnetisierungsfelder.

Um die Kittelgleichung jedoch anwenden zu dürfen, wird das Makrospinmodell benötigt. Das heißt, jede Zelle muss dem selben effektiven Feld unterliegen, um sie zu einem Makrospin zusammenfassen zu können. Streng genommen wird diese Bedingung nirgendwo in der Leiterbahn erfüllt, allerdings lässt sich im Verlauf der Entmagnetisierungsfaktoren in Abb. 2.8 b. erkennen, dass diese näherungsweise im mittleren Bereich der Leiterbahn konstant sind. Die Präzessionsbewegung der Magnetisierung in den Zellen erzeugt in diesem Bereich nahezu die gleichen Entmagnetisierungsfelder, so dass sich diese im Makrospinmodell beschreiben lassen. Dies führt zu einer effektiven Leiterbahnbreite, die kleiner ist als die physische Breite von $1\,\mu\text{m}$. An sich müsste auch eine effektive Leiterbahnlänge eingeführt werden, da z.B. in Abb. 4.28 zu sehen ist, dass die Leiterbahnenenden ebenfalls keine Anregung erfahren. Allerdings sind die Beträge von N_x (dem entsprechenden Entmagnetisierungsfaktor) so gering, dass dies keine sichtbaren Auswirkungen haben sollte, daher ist davon abgesehen worden.

Wird die effektive Breite auf einen Wert von $0.86\,\mu\text{m}$ reduziert, was einer Reduktion um 14 % entspricht (die übrigen Dimensionen bleiben mit $x = 78\,\mu\text{m}$ und $z = 20\,\text{nm}$ unverändert), führt dies zu den folgenden Entmagnetisierungsfaktoren.

$$N_x = 1.38 \cdot 10^{-5} \quad N_y = 0.0227 \quad N_z = 0.9773$$

Der Betrag der Reduktion basiert auf einem willkürlichen empirischen Wert und unterliegt im Rahmen dieser Arbeit keiner Gesetzmäßigkeit. Um die Reduktion zu ermitteln, sind die Ergebnisse für unterschiedliche Breiten mit den Resonanzpositionen aus der Dispersionsrelation verglichen worden. Die beste Anpassung an die Resonanzpositionen konnte mit der Breite von $0.86\,\mu\text{m}$ erzielt werden. Aus den daraus bestimmten Entmagnetisierungsfaktoren resultiert mittels der Kittelgleichung der blaue Kurvenverlauf in Abb. 4.47.

Abschließend lässt sich daher festhalten, dass es durchaus möglich ist das Verhalten der quasi-uniformen Mode, die in magnetisch leichter Richtung auftritt, mit Hilfe der

Kittelgleichung wiederzugeben. Diese Gleichung Obwohl das System nicht die Voraussetzung erfüllt, dass die Magnetisierung als ein Makrospin beschrieben werden kann. Damit dieser Bedingung zumindest näherungsweise entsprochen wird, muss dafür eine reduzierte, effektive Leiterbahnbreite eingeführt werden.

4.5.2.3 Ermittlung des Dämpfungsparameters α

Wie schon beim unendlich ausgedehnten Film, lässt sich auch für das Leiterbahnsystem eine Analyse des Dämpfungsverhaltens durchführen. Dazu wurde zunächst die Linienbreite der quasi-uniformen Mode mit Hilfe einer Lorentzfunktion bestimmt. In Abschnitt 4.5.1 konnte gezeigt werden, dass die berechnete Dämpfung genau dem, in die Simulation eingegebenen, Dämpfungsfaktor $\alpha = 0.007$ entsprochen hat. Für die Berechnung der Dispersionsrelation der Leiterbahn ist dieser Dämpfungsfaktor nicht verändert worden. Jedoch ist die ermittelte Linienbreite der Leiterbahn im Vergleich zum Film vergrößert, wie anhand von Abb. 4.48 a. zu erkennen ist. Dort lässt sich feststellen, dass die Leiterbahn über den gesamten Frequenzbereich eine größere Linienbreite aufweist. Im Weiteren ist untersucht worden, ob dieser Unterschied durch einen anderen Dämpfungsfaktor beschrieben werden kann, oder ob es sich ausschließlich um eine konstante Linienverbreiterung handelt. Für die gesamte Analyse sind die Resonanzfeldpositionen bei Frequenzen unterhalb von 5 GHz vernachlässigt worden. Für diese Frequenzen befinden sich die Resonanzfeldposition nahe dem Nullfeld ($B_{ext} \approx 0\text{ mT}$), wodurch ein Teil der jeweiligen Resonanzkurven bei $B_{ext} = 0\text{ mT}$ abgeschnitten worden ist. Dies erhöht den Fehler in der Anpassung dieser Kurven mit einer Lorentzfunktion. Ein Weitere Grund für die Vernachlässigung ist, dass gerade zu Beginn einer Simulation noch durchaus Fehler auftreten können, weil sich das System noch nicht in einem dynamischen Gleichgewichtszustand befindet (siehe Abschnitt 4.4.1).

Um aus dem Verlauf der Linienbreite den Dämpfungsfaktor zu bestimmen, ist Gleichung (4.16) verwendet worden. Zunächst sind in diese Gleichung die folgenden Werte eingesetzt worden $\alpha = 0.007$, $g = 2.12$ und $\Delta B_0 = 0\text{ mT}$. Dabei sind α und g als Parameter für die Simulation vorgegeben worden (siehe Abschnitt 4.5.2) und ΔB_0 wurde dem Ergebnis aus Abschnitt 4.5.1 entnommen. Die blauen Linie in Abb. 4.48 b. gibt den zu erwartenden Verlauf der Linienbreite wieder. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Kurve im gesamten Frequenzbereich unterhalb der Linienbreite verläuft (schwarze Punkte), die aus der Dispersionsrelation bestimmt worden ist. Um die Qualität der Anpassung zu verbessern, sind sowohl α als auch ΔB_0 als freie Parameter gewählt worden. Wird nun mittels des Programms Origin nach der besten Anpassung gesucht, dann finden sich die Werte $\alpha = 0.007 \pm 4.1 \cdot 10^{-6}$ und $\Delta B_0 = 4 \cdot 10^{-5} \pm 1.3 \cdot 10^{-6}\text{ mT}$. Der Verlauf dieser Anpassung ist in Abb. 4.48 b. als grüne Kurve gezeigt.

Der Wert von α entspricht nahezu dem eingegebenen Wert, wobei die Abweichungen vermutlich auf Feldschrittweite von 1 mT zurückgeführt werden kann. Somit lässt sich

das unterschiedliche Verhalten der Linienbreiten von Film und Leiterbahn durch eine Erhöhung von ΔB_0 erklären. Die zusätzlichen Ränder der Leiterbahn wirken also als eine frequenzunabhängige Störung, die in das System eingebracht wird. Die intrinsische Dämpfung α wird in dieser Geometrie jedoch nicht durch die Strukturierung beeinflusst.

4.5.2.4 Vergleich der Simulationsergebnisse mit experimentellen Daten

Die gezeigten Simulationen beziehen sich ausschließlich auf eine einzelne Permalloy-Leiterbahn. Um die Ergebnisse der Simulationen mit einer Messung vergleichen zu können, wird daher ein Verfahren benötigt, welches die Möglichkeit bietet, nur eine isolierte Leiterbahn zu untersuchen. Des Weiteren sollte dieses Messverfahren auch eine frequenzabhängige Untersuchung zulassen, damit eine Dispersionsrelation bestimmt werden kann.

Aus diesem Grunde ist die in Abschnitt 3.1 vorgestellte Messgeometrie entwickelt worden. Dort wird die Präzessionsbewegung der angeregten Magnetisierung mittels einer, durch den AMR-Effektes hervorgerufenen, elektrischen Widerstandsänderung detektiert. Alle gezeigten Messungen sind im Rahmen einer Kooperation an der University of California in Irvine von Zheng Duan durchgeführt worden.

An dieser Stelle sei nur kurz auf die Entstehung des Messsignals eingegangen. Für eine ausführliche Beschreibung des experimentellen Aufbaus wird auf die der Doktorarbeit von Nathalie Reckers [Rec13] verwiesen. Die folgende Abbildung zeigt als Beispiel eine Spannungsmessung der Leiterbahn bei einer konstanten Mikrowellenfrequenz von 10 GHz über einem Feldbereich von 0 mT bis 350 mT .

Die Leiterbahn ist an einer Konstantstromquelle angeschlossen, so dass während der gesamten Messdauer der Strom I durch die Leiterbahn fließt. Mittels Lock-In Technik wird die abfallende Spannung U über der Leiterbahn detektiert. Dabei ist die, für die Lock-In Technik benötigte, Referenzfrequenz durch eine Modulation der Mikrowellenamplitude vorgegeben. Somit kann sichergestellt werden, dass nur Spannungen gemessen werden, die die gleiche zeitliche Modulation aufweisen, wie die Mikrowellen. Die Leiterbahn befindet sich innerhalb eines Magnetspaltes, so dass sich die Spannung als Funktion eines extern angelegten Feld bestimmen lässt.

Ist die Magnetisierung der Leiterbahn nicht im resonanten Zustand, sind Strom und Magnetisierung parallel zueinander ausgerichtet, so dass es auf Grund des AMR-Effektes (siehe Abschnitt 2.8) der elektrische Widerstand der Leiterbahn einen maximalen Wert annimmt. Wird die Magnetisierung jedoch zu einer Präzession angeregt, dann verkürzt sich deren Projektion m_{\parallel} auf die parallele Orientierung bzw. es entsteht eine Komponente senkrecht drauf m_{\perp} . Dies führt zu einer Reduktion des Widerstandes der Leiterbahn und da mittels eines konstanten Stroms gemessen wird, reduziert sich die detektierte Spannung. Dies führt zu den beiden Resonanzsignalen, die in Abb. 4.49 mit den Zahlen 1 und 2 markiert worden sind.

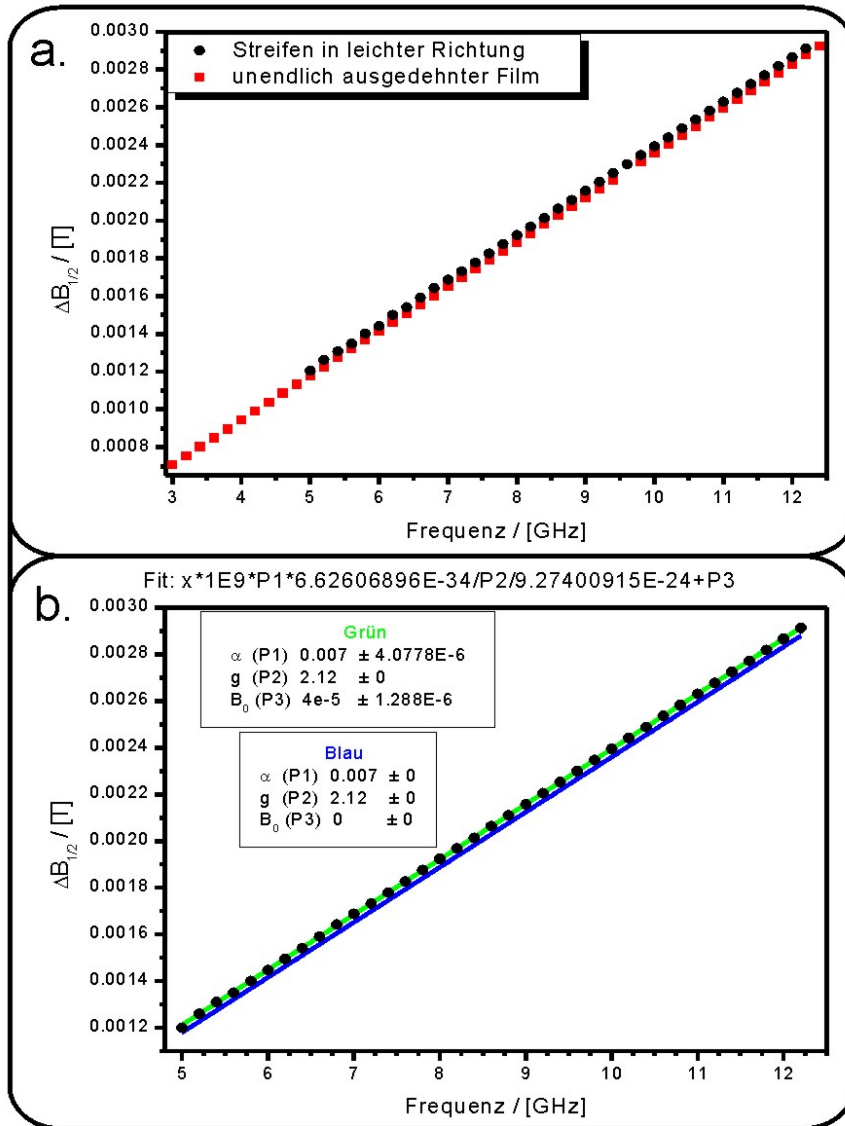


Abbildung 4.48: In a. ist die, durch eine Lorentzfunktion ermittelte, halbe Linienbreite des Resonanzpeaks über die Frequenz der Anregung aufgetragen. Es wird dabei das Verhalten der Leiterbahn (schwarze) mit dem des unendlich ausgedehnten Films (rot) verglichen. Um das unterschiedliche Verhalten weiter zu analysieren, wurde in b. eine Anpassung der Linienbreite der Leiterbahn mit Gleichung (4.16) vorgenommen. Dabei sind zum einen feste Parameter vorgegeben worden (blaue Linie) und zum anderen ist mittels Origin eine Anpassung durchgeführt worden, für die α und ΔB_0 als freie Parameter gewählt worden sind (grüne Linie).

Für die Messung einer Dispersionsrelation ist die Leiterbahn mit unterschiedlichen Mikrowellenfrequenzen angeregt worden, wobei während solch einer Messreihe durchaus verschiedene Spannungswerte (Offset) für den nicht resonanten Zustand bestimmt worden sind. Um trotzdem alle gemessenen frequenzabhängigen Spektren in einem Diagramm abbilden zu können und dadurch den Vergleich zur Simulation zu erleichtern, sind die Spektren auf den Bereich von 0 bis 1 normiert worden. Die so normierten Spektren sind mittels einer schwarz/weiß Darstellung in Abb. 4.51 gezeigt.

Während der Analyse sind nicht nur die Spektren normiert worden, sondern es wurden ebenfalls die Resonanzpositionen aus jedem Spektrum ermittelt. Dafür ist nicht nur die sehr offensichtliche Resonanz (in Abb. 4.49 mit 2 markiert) berücksichtigt worden, sondern auch die wesentlich schwächer ausgeprägte Resonanz (in Abb. 4.49 mit 1 markiert). Die Positionen sind als rote / grüne Punkte in der schwarz/weiß Darstellung eingetragen worden.

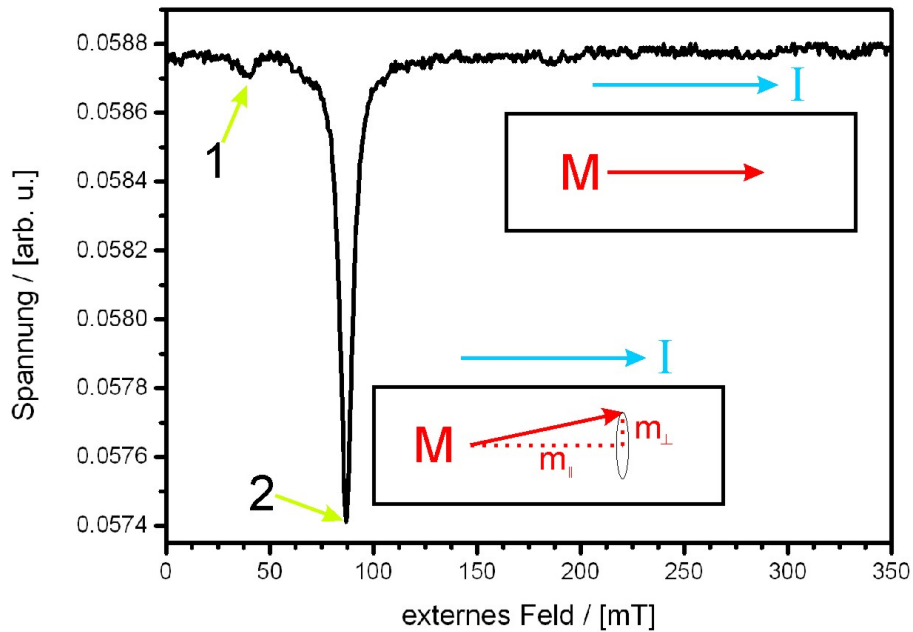


Abbildung 4.49: Ein gemessenes FMR-Spektrum der in Abschnitt 3.1 vorgestellten Permallo-Leiterbahn. Das Spektrum wurde bei einer Mikrowellenfrequenz von 10 GHz erstellt. Durch die Zahlen sind die Resonanzpositionen markiert worden. Die Insets sollen schematisch verdeutlichen, auf welche Weise die detektierte Spannung durch die Dynamik der Magnetisierung beeinflusst wird.

Einen Hinweis darauf, um welche Art von Anregungen es sich bei den gemessenen Moden handelt, liefert die berechnete Dispersionsrelation des Systems. Diese ist in Abschnitt 4.5.2 unter Abb. 4.44 a. zu finden. Die dort vorkommenden Anregungsmoden

den konnten eindeutig identifiziert werden. Deshalb ist deren Verlauf zusätzlich als türkise/magenta Linie in der gemessenen Dispersionsrelation eingefügt worden. Mittels des so geschaffenen Vergleichs, sind den gemessenen Anregungsmoden die entsprechenden Bezeichnungen zugewiesen worden.

Es zeigt sich, dass zwischen der berechneten und gemessenen Resonanzpositionen der quasi-uniformen Mode nur ein abweichendes Steigungsverhalten des Modenverlaufes existiert. Bei niedrigen Frequenzen (z.B. 5 GHz) befindet sich die Resonanzposition der Simulation bei höheren Feldern und umgekehrt. Die genaue Ursache für diese Abweichungen ist im Rahmen dieser Arbeit nicht geklärt worden. Im Weiteren können daher nur Vermutungen angestellt werden, was zu dieser Art der Abweichung führen kann.

Ein Unterschied im Steigungsverhalten könnte dadurch bedingt sein, dass sich die reale Probe durch eine andere Magnetisierung oder g-Faktor gegenüber der Simulation auszeichnet. Da die beiden Größen für die Probe nie explizit bestimmt worden sind, wurden für diese Volumenwerte angenommen (siehe Abschnitt 4.5.2). Um die Abhängigkeit des Modenverlaufes von diesen beiden Größen zu überprüfen, ist die Kittelgleichung verwendet worden. Wie in Abschnitt 4.5.2.2 gezeigt, lässt sich mittels dieser Gleichung der Verlauf der quasi uniformen Anregung vorhersagen, insofern eine effektive Leiterbahnbreite angenommen wird. Somit sind für die Entmagnetisierungsfaktoren die Werte verwendet worden, die durch eine effektive Breite von $0.86\text{ }\mu\text{m}$ vorgegeben sind. Mittels Origin wurde die Magnetisierung und der g-Faktor variiert, um die beste Anpassung an die Datenpunkte zu erreichen.

Die beste Anpassung stellt die rote Kurve in Abb. 4.50 dar, es findet sich eine Magnetisierung von 829419 A/m , wobei deren Fehlerbereich $\pm 1268\text{ A/m}$ durchaus den, in der Simulation angenommenen, Wert von 830000 A/m einschließt. Allerdings muss für die Anpassung, bezogen auf die Simulation, ein um 3.5% reduzierter g-Faktor angenommen werden. Statt $g = 2.12$, wie es in der Simulation verwendet worden ist, lässt sich der Modenverlauf besser mit $g = 2.045$ beschreiben. Dies ist in sofern ungewöhnlich, da der g-Faktor für reines *Fe* bzw. *Ni* in der Literatur mit $g = 2.09$ bzw. $g = 2.2$ angegeben wird [Bon86] und somit das gefundene $g = 2.045$ außerhalb dieses Bereiches liegt. Jedoch gilt für die Literaturangaben, dass sie an volumenartigen (die Grenzflächen sind zu vernachlässigen) Proben bestimmt worden sind. Neuere Arbeiten zeigen, dass an dünnen abgedeckten Permalloyfilmen durchaus ein reduzierter g-Faktor gemessen werden kann, da die Wechselwirkungen an den Grenzflächen nicht mehr zu vernachlässigen sind [Nib03]. Die untersuchten Permalloydrähte besitzen sowohl eine Grenzfläche zum *GaAs*-Substrat, als auch eine weitere zur *Pt* Abdeckschicht. Ohne genauer auf die konkreten Einflüsse der Grenzflächen einzugehen, könnten diese dafür verantwortlich sein, dass für die Anpassung an die gemessenen Resonanzpositionen ein reduzierter g-Faktor benötigt wird. Um einen eindeutigen Hinweis für diese Behauptung zu erlangen, müsste man in zukünftigen Messungen zwingend die Magnetisierung bestimmen (um diese als freien Parameter auszuschließen) und die Dicke des Permalloydrahtes variieren.

Auf Grund der Geometrie der realen Probe lässt sich unmöglich sagen, in wie weit die effektive Leiterbahnbreite von $0.86\ \mu\text{m}$ (diese Breite entstammt aus dem idealen System der Simulation) gerechtfertigt ist. Eine AFM-Aufnahme der Leiterbahn (siehe Abschnitt 4.5.3.4) zeigt deutlich, dass die Probe an den Randbereichen stark gestört ist.

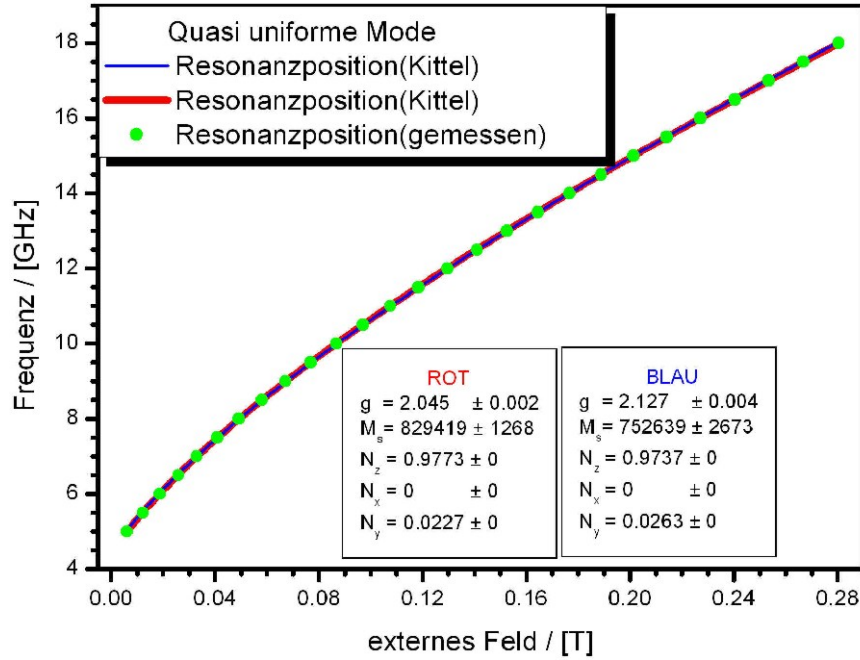


Abbildung 4.50: Die grünen Punkte markieren die Resonanzposition der gemessenen quasi-uniformen Mode. Der Modenverlauf ist mit Hilfe der Kittelgleichung angepasst worden, wobei dafür die Entmagnetisierungsfaktoren für eine effektive Leiterbahnbreite von $0.86\ \mu\text{m}$ (rot) bzw. $0.74\ \mu\text{m}$ (blau) vorgegeben worden sind. Als freie Parameter dienen die Magnetisierung und der g-Faktors. Um die beiden Kurvenverläufe besser unterscheiden zu können sind unterschiedliche Strichbreiten verwendet worden.

Da die vorherige Annahme für die effektive Leiterbahnbreite von einem völlig ungestörten System ausgeht, scheint es plausibel, dass diese für das reale System noch weiter reduziert sein könnte. Wird z.B. eine Breite von $0.74\ \mu\text{m}$ angenommen und die entsprechenden Entmagnetisierungsfaktoren berechnet, resultiert dies in der blauen Kurve in Abb. 4.50. Für diese Anpassung ist der g-Faktor mit $g = 2.127$ in einem plausiblen Bereich. Jedoch muss nun eine reduzierte Magnetisierung von $752639\ \text{A/m}$ angenommen werden. Somit weicht die Magnetisierung um $\approx 10\%$ von dem in der Simulation angenommenen Wert ab. Diese Abweichung könnte durch eine Variation in der Konzentration des Permalloy hervorgerufen werden. In der Literatur findet sich für diesen Wert der Magnetisierung z.B. ein erhöhter Nickelanteil von $\approx 86\%$ [Bon05].

Mittels einer EDX-Messung (siehe Abschnitt 4.1.2) würde sich die Nickelkonzentration der Leiterbahn bestimmen lassen, jedoch ist diese Art der Messung nicht durchgeführt worden, womit sich auch diese Annahme nicht weiter bestätigen lässt.

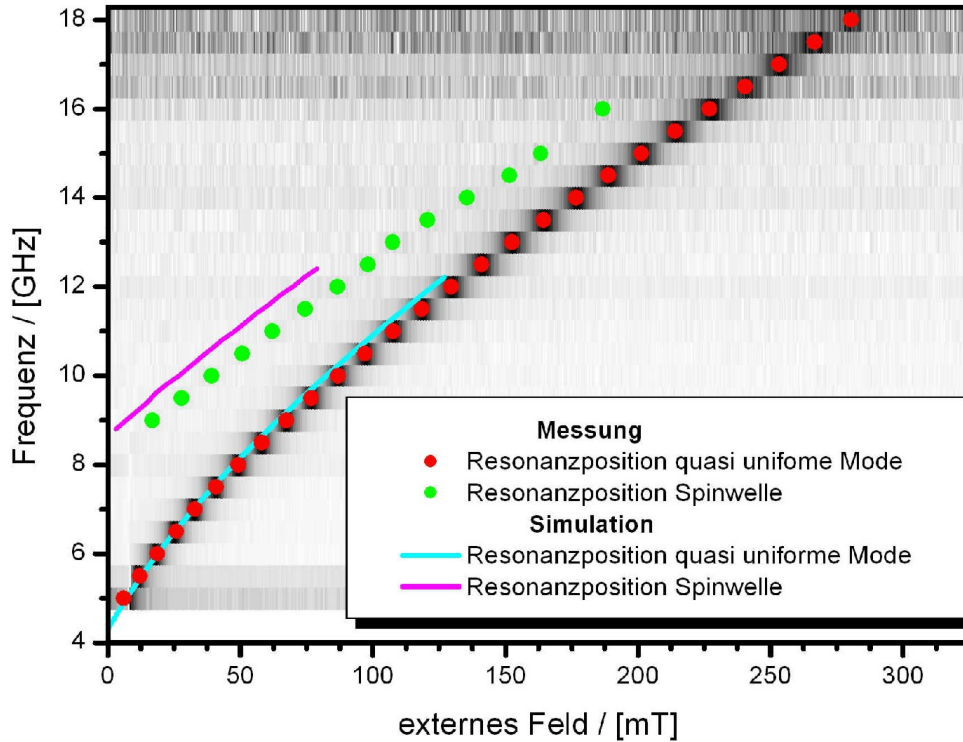


Abbildung 4.51: Es ist die gemessene Dispersionsrelation in einer schwarz/weiß Darstellung abgebildet. Die roten/grünen Punkte markieren gemessene Resonanzpositionen. Im Vergleich dazu sind durch die türkise/magenta Linie die aus der Simulation bestimmten Resonanzpositionen der quasi-uniformen Mode und einer Spinwellen hinzugefügt worden.

Betrachtet man nun die Verläufe der Spinwellenanregung in Abb. 4.51, unterscheiden sich diese nicht nur durch eine andere Steigung, sondern die simulierte Spinwelle tritt für jeden Feldwert bei einer höheren Frequenz auf. Allerdings stimmt der qualitative Verlauf zwischen Messung und Simulation überein. Außerdem zeigt die Simulation, dass in diesem System keine weitere Art der Anregung vorkommt, so dass es sich bei der gemessenen Anregung höchstwahrscheinlich um eine dipolar gekoppelte stehende Spinwelle handelt. Eine Erklärung dafür, weshalb die Abweichung zwischen Simulation und Messung für die Spinwellen deutlich größer ist, als für die quasi-uniforme Mode ist wahrscheinlich ebenfalls in der Geometrie der realen Probe zu finden. In der Simulation wird die Leiterbahn durch einen Quader dargestellt, wobei dessen Ränder perfekt sind. Wie jedoch durch die AFM-Aufnahme deutlich geworden ist, sind gerade die

Randbereiche stark gestört. Da die quasi-uniforme Mode eine Volumen Anregung ist, wirken sich Störungen der Ränder auf diese Mode weniger stark aus. Im Gegensatz dazu werden die stehenden Spinwellen über die Ränder definiert, indem gefordert wird, dass dort ein Knotenpunkt der Welle vorliegt.. Daher ist der Einfluss der Randstörungen auf die Spinwellen größer als auf die quasi uniforme Mode.

Trotz der vorhandenen Abweichungen zeigt dieser Abschnitt, dass es eine qualitative Übereinstimmung zwischen Simulation und Experimente besteht. So lassen sich die auftretenden Anregungsmoden mittels der Simulation identifizieren und deren Verhalten kann beschrieben werden. Des Weiteren hat das Verständnis der Simulation dazu geführt, dass Rückschlüsse auf die Bestimmung des g -Faktors bzw. der Magnetisierung der realen Probe gemacht werden können, wobei eine konkrete Aussage über dessen Wert ohne weitere Messungen nicht möglich ist.

4.5.3 Dispersionsrelation einer Permalloy-Leiterbahn in magnetisch schwerer Richtung

Wurden im vorherigen Abschnitt 4.5.2 die Anregungsmoden der ferromagnetischen Resonanz einer Permalloy-Leiterbahn in magnetisch leichter Richtung diskutiert, behandelt dieser Abschnitt die Anregungsmoden dieses Systems in magnetisch schwerer Richtung. An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, dass sich im Weiteren der Ausdruck magnetisch schwere Richtung nur auf die x - y -Ebene der Leiterbahn bezieht. Da die Höhe der Leiterbahn mit $z = 20\text{ nm}$ die kleinste Dimension des Systems darstellt, ist streng genommen dies die magnetisch schwere Richtung. In z -Richtung liegt jedoch für nahezu alle Simulationen das Hochfrequenzfeld an, wodurch ein externes Feld in dieser Richtung nicht zu den gewünschten Anregungen führt.

Durch die Wahl des Koordinatensystems ist die x -Richtung für das behandelte System als magnetisch leichte Richtung definiert worden. Folglich wird in diesem Abschnitt der Begriff der magnetisch schweren Richtung ausschließlich für eine Orientierung in y -Richtung verwendet. Die Parameter für die Simulation der Dispersionsrelation sind gegenüber der leichten Richtung nicht verändert worden. Aus Gründen der Vollständigkeit werden sie noch mal aufgeführt.

1. Die Sättigungsmagnetisierung $M_s = 830\text{ kA/m}$
2. Die Austauschkonstante $A = 1.3 \cdot 10^{-11}\text{ J/m}$
3. Der gyromagnetische Faktor $g = 2.12$
4. Dämpfungsparameter $\alpha = 0.007$
5. Abbruchzeit 6.25 ns
6. Bereich des externen Feldes $0 \rightarrow 400\text{ mT}$ in 1 mT Schritten

7. Bereich des Hochfrequenzfeldes $2 \rightarrow 24.4 \text{ GHz}$ in 200 MHz Schritten

Mit diesen Parametern sind unterschiedliche Dispersionsrelationen berechnet worden, die sich in der Breite (y -Dimension) der Leiterbahn unterscheiden. Zum einen ist die schon bekannte Leiterbahn mit $78 \cdot 1 \cdot 0.02 \mu\text{m}^3$ berechnet worden und zum anderen wurde die Breite von $1 \mu\text{m}$ auf $0.3 \mu\text{m}$ reduziert. Im Weiteren wird allerdings ausschließlich die $1 \mu\text{m}$ breite Leiterbahn diskutiert, da für diesen experimentelle FMR-Messungen existieren, mit denen die Simulation verglichen werden kann. Die Simulationsergebnisse der dünneren Leiterbahn werden im Anhang 6.23 vorgestellt. Die Abb. 4.53 a. zeigt die berechnete Dispersionsrelation der Leiterbahn in magnetisch schwerer Richtung. Es sind wesentlich mehr Anregungsmoden des Systems zu erkennen, als zuvor in der magnetisch leichten Richtung. In der Literatur lassen sich ähnliche Dispersionsrelationen für diese Art der Feldgeometrie finden [McM06], wobei dort hauptsächlich auf den Ursprung von Randanregungen eingegangen wird. Im Unterschied dazu werden in diesem Abschnitt das Verhalten bzw. der Ursprung aller Anregungsmoden untersucht. Um die Übersichtlichkeit zu wahren, werden dazu nach einander ausgewählte Bereiche diskutiert. Alle Ausschnitte von Momentaufnahmen, die in diesem Abschnitt gezeigt werden, geben den Zustand der Zellen in der Mitte der Leiterbahn wieder. Somit sind die Enden der Leiterbahn in x -Richtung $\approx 38.5 \mu\text{m}$ entfernt, wodurch deren Einflüsse für die folgende Diskussion zu vernachlässigen sind. Im Weiteren werden daher als Ränder die Enden der Leiterbahnen in y -Richtung bezeichnet, welche in den Ausschnitten immer mit einem schwarzen Strich gekennzeichnet sind.

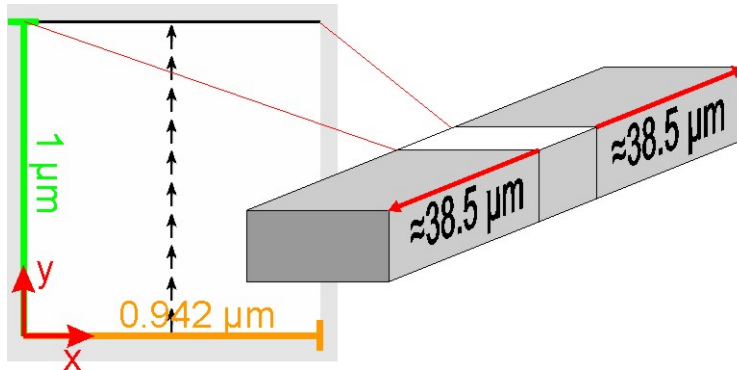


Abbildung 4.52: Es ist schematisch der Bereich der Leiterbahn gezeigt, der für alle folgenden Momentaufnahmen des Systems abgebildet wird.

Die Dimensionen der Ausschnitte entsprechen stets $0.942 \cdot 1 \mu\text{m}^2$, so dass die volle Breite der Leiterbahn abgebildet wird. Die Leiterbahnbreite setzt sich aus 50 Zellen zusammen, weshalb aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht jede Zelle graphisch mit einem Richtungspfeil der Magnetisierung versehen werden kann. Das heißt, in den Momentaufnahmen werden immer eine reduzierte Anzahl von Zellen mittels

Pfeildarstellung wiedergegeben. Dies ist z.B. in Abb. 4.52 gezeigt, dort sind über die gesamte Leiterbahnbreite, anstatt der tatsächlich vorhandenen 50 Pfeile, nur 10 sichtbar. Dabei entspricht die Ausrichtung der sichtbaren Pfeile immer einem Mittelwert, der aus einem Zellenblock berechnet wird. Da die Pfeildarstellung um den Faktor 5 reduziert worden ist, besteht in diesem Fall ein Zellenblock aus $5 \cdot 5$ Zellen. Im Gegensatz dazu ist in der farbcodierten Darstellung der Zellen keine Reduktion vorgenommen worden, somit sind dort immer die entsprechenden Informationen aller Zelle des Ausschnittes abgebildet.

4.5.3.1 Nicht ausgerichtete Anregungsmoden

Zunächst werden die Anregungen betrachtet, die im Fall $B_{ext} = 0 \text{ mT}$ auftreten (blaue Linie in der Dispersionsrelation). Somit existiert physikalisch kein Unterschied zum entsprechenden Bereich in der Dispersionsrelation der magnetisch leichten Richtung. In beiden Fällen ist ausschließlich die Formanisotropie dafür verantwortlich, dass eine Resonanzfrequenz $f \neq 0 \text{ Hz}$ auftritt (siehe Abschnitt 4.5.2.2). Die in Abb. 4.53 b. dargestellten Momentaufnahmen zeigen die Konfiguration des System für die, mit den Zahlen markierten, Frequenzen. Die Anregungen 2 und 3 sind in der Dispersionsrelation nur sehr schwer sichtbar. Diese Anregungen lassen sich auf Grund von einer kontrasterhöhten Darstellung in Abb. 4.53 c. besser erkennen. Dem entsprechend ist zwar in den Momentaufnahmen immer die m_z -Komponente farbcodiert worden, aber es wurden unterschiedliche Kontraste gewählt, wesohalb die abgebildeten Intensitäten nicht vergleichbar sind. Wie zu erwarten war, entspricht die Zellenkonfiguration in den Momentaufnahmen exakt den Anregungen, die schon zuvor in Abschnitt 4.5.2 über die Dispersionsrelation in leichter Richtung (Abb. 4.44) diskutiert worden sind. Somit lassen sich die Moden als quasi-uniforme Anregung (1) und longitudinale, dipolar gekoppelte Spinwellen (2, 3) identifizieren.

Sobald jedoch das externe Feld Werte $B_{ext} > 0 \text{ mT}$ annimmt, unterscheidet sich der Verlauf der Anregungsmoden in den Dispersionsrelationen. Um dies im Weiteren genauer zu analysieren, ist der in Abb. 4.53 a. grün umrandete Bereich in Abb. 4.53 c. vergrößert dargestellt, wobei zusätzlich in rot die Verläufe der Anregungsmoden in leichter Richtung eingefügt worden sind (diese stammen aus der vorherigen Simulation).

Für den Verlauf der Resonanzfeldposition in leichter Richtung findet sich, wie zuvor diskutiert (siehe Abschnitt 4.5.2.2), bei steigenden externen Feld auch eine dem entsprechende höhere Präzessionsfrequenz. Also steigt auch die, in der Präzessionsbewegung enthaltene, Energie an.

Im Gegensatz dazu lässt sich zunächst (im Bereich $B_{ext} = 0 \rightarrow \approx 21 \text{ mT}$) ein fallender Verlauf der Resonanzfeldposition (siehe Abb. 4.53 c.) in schwerer Richtung feststellen. Bezogen auf den Anfangspunkt bei $f = 4.6 \text{ GHz}$ und $B_{ext} = 0 \text{ mT}$ wird die Präzessionsfrequenz der quasi-uniformen Mode mit steigendem externen Feld geringer.

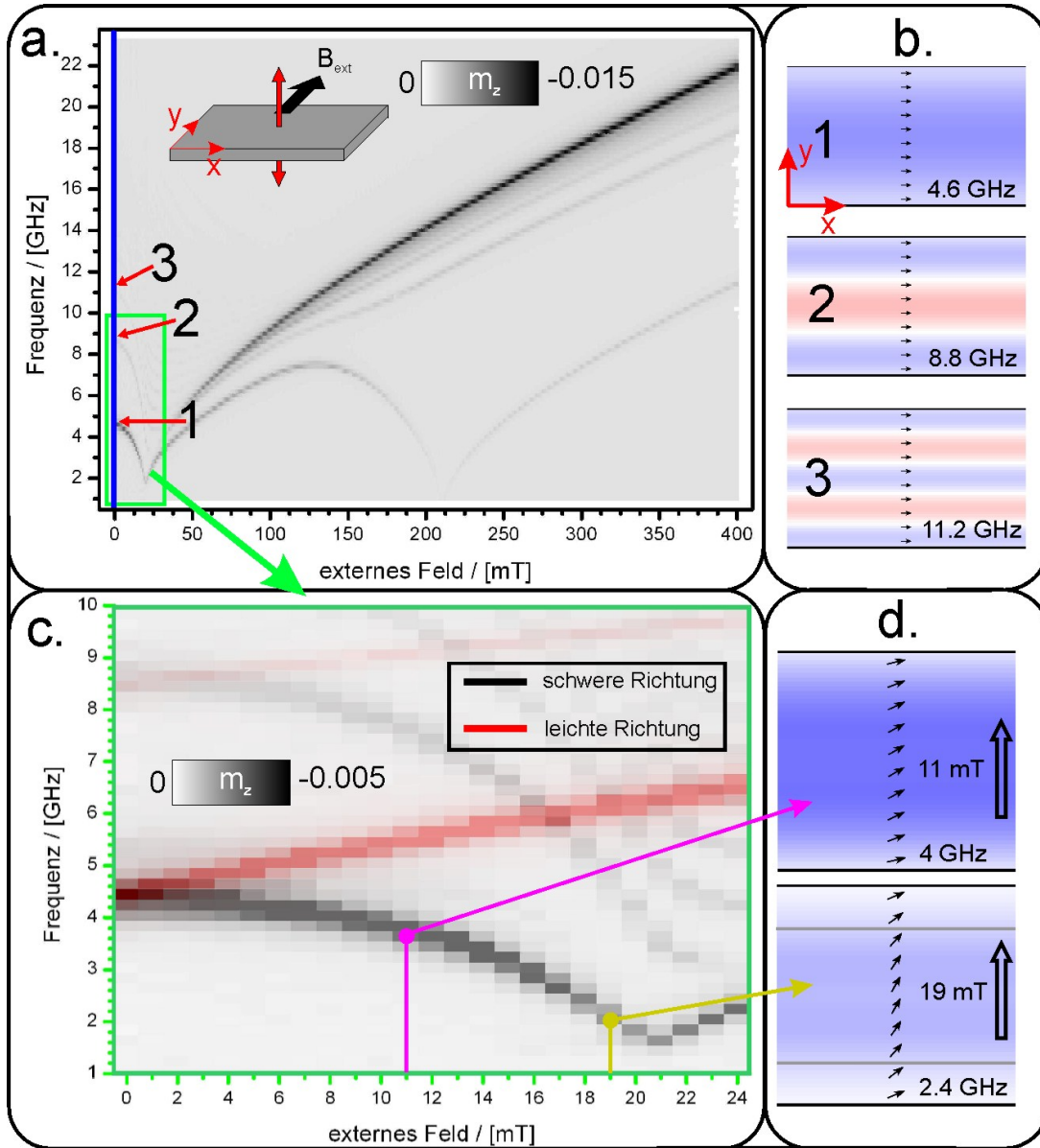


Abbildung 4.53: In a. ist die simulierte Dispersionsrelation der Permalloy-Leiterbahn ($78 \cdot 1 \cdot 0.02 \mu\text{m}^3$) in magnetisch schwerer Richtung dargestellt. Zunächst werden die Anregungsmoden diskutiert, die für $B_{\text{ext}} = 0 \text{ mT}$ (blaue Linie) auftreten. Die Momentaufnahmen in b. zeigen Ausschnitte aus der Konfiguration des System für die, mit Zahlen markierten, Frequenzen. Eine vergrößerte Darstellung des grün umrandeten Bereiches ist in c. abgebildet. Dort sind zum Vergleich transparent in rot die Verläufe der Anregungsmoden in magnetisch leichter Richtung eingefügt worden. Es wurden zwei Punkte der Dispersionsrelation ausgewählt, um an diesen Punkten den Charakter der dort auftretenden Anregung zu untersuchen.

Trotz des stetig anwachsenden Feldes muss es dem System möglich sein, eine Präzession durchzuführen die weniger Energie benötigt. Um eine Vorstellung von dieser Präzessionsbewegung zu erhalten, ist die Konfiguration des Systems in Abb. 4.53 d. mit zwei Momentaufnahmen abgebildet, diese zeigen das Systems bei den Anregungsfrequenzen $f = 4\text{ GHz}$ und $f = 2.4\text{ GHz}$ im resonanten Zustand. Anhand beider Bilder ist ersichtlich, dass sich die Magnetisierung nicht parallel zum externen Feld ausrichtet, obwohl eine Feldstärke $B_{ext} \neq 0\text{ mT}$ anliegt. Man erkennt ebenfalls mit Hilfe dieser Bilder, dass die Magnetisierungen der Zellen in der Leiterbahnmitte ein anderes Verhalten aufweisen, als entsprechende Zellen an den Leiterbahnrändern (mittels der eingefügten grauen Linien schematisch markiert).

Im Zuge der Interpretation des Modenverlaufes muss im Weiteren klar zwischen der statischen Magnetisierung (z.B. durch die Pfeile in der Abbildung dargestellt) und der dynamischen Magnetisierung (durch die Präzessionsbewegung hervorgerufen) unterschieden werden.

Zunächst soll der statische Anteil der Magnetisierung diskutiert werden. In der gewählten Feldgeometrie liegt das externe Feld (abgesehen von kleinen Randeffekten) senkrecht zum remanenten Zustand der Magnetisierung an. Das heißt durch Erhöhung des Feldbetrages wird diese Ausrichtung, auf Grund der Zeemanenergie, energetisch immer ungünstiger. Die Magnetisierung ist bestrebt eine Orientierung parallel zum externen Feld einzunehmen. Dreht sich die Magnetisierung jedoch aus ihrem Grundzustand heraus, muss ein wesentlich stärkeres Entmagnetisierungsfeld aufgebaut werden als zuvor, da für das System gilt $N_y \gg N_x$. Die zusätzliche Energie, die in diesem Entmagnetisierungsfeld vorhanden ist, muss durch die Zeemanenergie bereitgestellt werden. Das bedeutet (unter Vernachlässigung von Austauscheffekten) das System gewinnt durch die Minimierung des Winkels zwischen der Magnetisierung und dem externen Feld Energie und benötigt wiederum welche für das Entmagnetisierungsfeld. Bzw. wird die Gesamtenergie des Systems betrachtet $E_g = E_{Zee} + E_{Ent}$ ist der Drehwinkel dadurch bestimmt, dass diese ein Minimum einnimmt. So lässt sich auch das abweichende Verhalten der Leiterbahnmitte erklären. Wie in Abschnitt 2.6.1.1 gezeigt wurde, ist N_y über die Leiterbahnbreite keine konstante Größe. Zwar existiert in der Leiterbahnmitte ein Bereich in dem N_y nahezu konstant ist, an den Rändern findet man allerdings einen stark ortsabhängigen und höheren Wert für N_y . Daher wird für die Drehung der Magnetisierung in den Randregionen mehr Energie benötigt, als für eine entsprechende Drehung in der Leiterbahnmitte. Bzw. geht man von einem konstanten externen Feld aus, ist es den Zellen in der Mitte möglich eine größere Drehung durchzuführen. Je größer der Betrag des externen Feldes gewählt wird, umso stärker ist daher die Magnetisierung der Leiterbahnmitte gegenüber den Rändern verkippt. Durch dieses unterschiedliche Drehverhalten erzeugt die Magnetisierung allerdings auch innerhalb der Leiterbahn eine Divergenz $\nabla \cdot \underline{M} \neq 0$. Diese Divergenz ist wiederum Ursprung eines Entmagnetisierungsfeldes, welches daher nicht nur an den Leiterbahnrändern entsteht, sondern auch in den Randbereichen. Als Folge daraus verringert sich die Region für

die $N_y \approx \text{konst.}$ gilt.

Aus den Momentaufnahmen in Abb. 4.53 d. ist ersichtlich, dass die Anregung des Systems genau in diesen Regionen stattfindet, denn in der Aufnahme für $B_{ext} = 19 \text{ mT}$ kann eine deutliche Lokalisierung der Anregung gegenüber $B_{ext} = 11 \text{ mT}$ festgestellt werden. Da die Magnetisierung während der Anregung nicht parallel zum externen Feld ausgerichtet ist, werden diese Art von Moden allgemein als “nicht ausgerichtete Moden”⁹ bezeichnet [Pri82].

Ein weiterer Effekt, der durch die Divergenz hervorgerufen wird, ist die im System auftretende Austauschwechselwirkung. Da nun die statischen Magnetisierungen von nächsten Nachbarn gegeneinander verkippt sind, beinhaltet diese Konfiguration nach Gleichung (2.2) eine gewisse Austauschenergie. Daraus folgt, dass die gewonnene Zeemanenergie nicht nur in den Aufbau eines Entmagnetisierungsfeldes fließen kann, sondern auch ein Teil für die Austauschenergie bereitgestellt werden muss. Diese Tatsache ist für die Betrachtung eines effektiven Feldes von Bedeutung. Angenommen es gäbe keinen Austausch, dann würden die Beträge des externen bzw. Entmagnetisierungsfeldes gleich groß und somit hätte das statische effektive Feld den Wert 0 mT , da das System keine weiteren Anisotropien enthält. Eine einfache Rechnung dazu ist im Anhang 6.24 zu finden.

Durch den weiteren Energiebeitrag gilt für die Gesamtenergie des Systems $E_g = E_{Zee} + E_{Ent} + E_{Aus}$, weshalb die Beträge der beiden Felder $|\underline{B}_{ext}|$ und $|\underline{B}_{ent}|$ nicht mehr identisch sind und sie sich somit nicht mehr aufheben. Zusätzlich tritt in diesem Fall auch noch ein Austauschfeld auf, welches auf das effektive Feld Einfluss nimmt. Das heißt, es existiert zu jeder Zeit ein resultierendes statisches effektives Feld, dessen Betrag ungleich 0 mT ist. Je mehr Energie für den Austausch in dem System benötigt wird, umso größer ist der Betrag des effektiven Feldes. Diese Energie wiederum wird durch die Verkipfung der Magnetisierung innerhalb der Leiterbahn bestimmt. Eine quantitative Bestimmung des Einflusses des Austausches ist schwierig, da alle betrachteten Felder von einander abhängig sind. Aus zeitlichen Gründen ist dies, in der vorliegenden Arbeit nicht weiter verfolgt worden. Für die weitere Diskussion ist eine genaue Kenntnis dieses Feldes auch nicht von Bedeutung. Vielmehr ist die Aussage wichtig, dass zu jeder Zeit an jedem Ort des Systems ein nicht verschwindendes effektives Feld vorhanden ist.

Ohne weiter auf die Eigenschaften der statischen Magnetisierung einzugehen, wird nun der dynamische Anteil untersucht. Um eine möglichst einfache Betrachtungsweise zu entwickeln, wird das Makrospinmodell verwendet, welches streng genommen nur in einer Regionen mit $N_y = \text{konst.}$ gilt. Übertragen auf das System der Leiterbahn ist dies nur näherungsweise in den Bereichen $N_y \approx \text{konst.}$ erfüllt. In Abschnitt 4.5.2.2, über die Dispersion in magnetisch leichter Richtung, ließ sich der Modenverlauf mit Hilfe der Präzessionsbewegung beschreiben. Dort konnte gezeigt werden, dass auch für den Fall von $B_{ext} = 0 \text{ mT}$ die Präzessionsellipse eine definierte Form aufweist und

⁹gebräuchlicher ist der englische Begriff: non-aligned mode

somit die Präzessionsbewegung eine gewisse Energie beinhaltet. Der dynamische Anteil der Magnetisierung besaß für diesen Fall nur eine von 0 wesentlich abweichende y - bzw. z -Komponente (siehe Abb. 4.54 a.). Dies ändert sich, sobald ein externes Feld die statische Magnetisierung beeinflusst und die Magnetisierung eine non aligned Präzession durchführt. Dort existieren dynamische Komponenten in allen Raumrichtungen, was zu der folgenden Betrachtung der Energie führt.

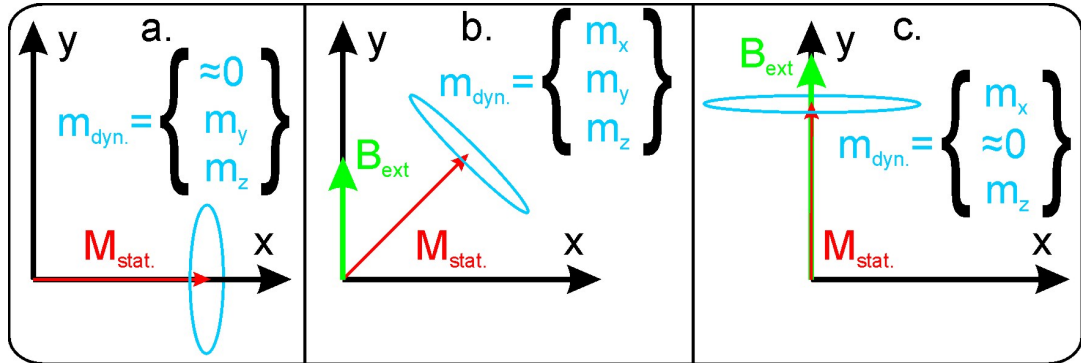


Abbildung 4.54: Es sind schematisch der statische und dynamische Anteil der Magnetisierung dargestellt. Ohne Einwirkung eines externen Feldes (a.) besitzt der dynamische Anteil der Magnetisierung nur eine wesentliche y - bzw. z -Komponente. Ist ein externes Feld vorhanden, dieses jedoch noch nicht stark genug, so dass eine non aligned Präzession (b.) stattfindet, enthält der dynamische Anteil Komponenten aller Raumrichtungen. Wird das Feld bis zu dem Punkt erhöht, an dem die statische Magnetisierung parallel zum Feld (c.) ausgerichtet ist, reduzieren sich die dynamischen Anteile auf die x - und z -Komponente.

Durch die Anwesenheit des externen Feldes und dem daraus resultierenden effektiven Feld erhöht sich die Zeemanenergie der Präzession, da sowohl die m_z , als auch die m_x Komponente senkrecht zu diesem ausgerichtet sind. Analog zur leichten Richtung führt dies zu einem Anstieg der Präzessionsfrequenz mit steigendem externem Feld. Allerdings lässt sich dies in Abb. 4.53 c. (in einem Feldbereich bis $B_{ext} \approx 21 \text{ mT}$) nicht beobachten, daher scheint in dieser Region ein anderer Effekt dominierend zu sein. Mit zunehmenden Drehwinkel der statischen Magnetisierung muss sich die dynamische Komponente m_y verringern (bis diese bei $B_{ext} \parallel \underline{M}$ den Wert 0 annimmt). Auf der anderen Seite erhöht sich durch die Drehung der statischen Magnetisierung die m_x Komponente. Da für die Entmagnetisierungsfaktoren $N_x \ll N_y$ gilt, gewinnt das System Energie, indem es das Entmagnetisierungsfeld in y -Richtung abbauen kann und ein neues Feld in x -Richtung aufbaut, für welches jedoch weniger Energie benötigt wird. In diesem Modell lässt sich auch der Umkehrpunkt bei ca. 21 mT erklären. Ist die Magnetisierung gegenüber dem externen Feld nahezu ausgerichtet $m_y \ll m_x$, ist der Energiegewinn auf Grund der Umorientierung des Entmagnetisierungsfeldes nicht mehr groß genug, um die Erhöhung durch die Zeemanenergie auszugleichen.

Anhand der Betrachtung von Grenzfällen lässt sich dieser Energiegewinn besonders deutlich machen. Sei zunächst die Zeemanenergie vernachlässigt und angenommen die statische Magnetisierung wäre parallel zur x -Richtung orientiert, dann würde sich die Trajektorie der Präzession in der y - z -Ebene befinden und wäre durch die entsprechenden dynamischen Entmagnetisierungsfelder begrenzt. Ist andererseits die statische Magnetisierung entlang der y -Achse ausgerichtet, würde sich die Präzessionsbewegung in der x - z -Ebene auf Grund der gewählten Dimensionen des Systems $N_x \approx 0$ sehr filmähnlich verhalten. Analog zum Film wäre dann, wie in Abschnitt 4.5.1 gezeigt, weitestgehend (bedingt dadurch, dass nicht exakt $N_x = 0$ ist) keine Energie in der Präzessionsbewegung vorhanden. Die elliptische Trajektorie dieser Präzession hätte eine hohe Elliptizität, da die Bewegung fast ausschließlich in x -Richtung stattfinden würde. Allerdings zeigt der Verlauf der non aligned Anregung nicht die Tendenz bis zu einer Präzessionsfrequenz von $f \approx 0 \text{ Hz}$ zu fallen, sondern besitzt ein Minimum bei $f = 1.8 \text{ GHz}$.

Dafür ist in diesem Modell wiederum die vernachlässigte Zeemanenergie verantwortlich. Wie zuvor diskutiert worden ist, existiert in dem System infolge der unterschiedlichen Drehwinkel der Magnetisierung zu jeder Zeit ein effektives Feld, welches die Auslenkung der Magnetisierung in x -Richtung beschränkt. Somit unterscheidet sich das Verhalten der Präzessionsbewegung der Leiterbahn in dieser Feldgeometrie vom dem des Films. Wie groß dieser Unterschied ist, hängt dabei im wesentlichen von den Dimensionen des Systems (dadurch werden die Entmagnetisierungsfaktoren bestimmt) und der Stärke der Austauschwechselwirkung ab.

Durch die Betrachtung des dynamischen Anteils der Präzession und den darin enthaltenen Energiebeiträgen lässt sich der Ursprung der non aligned Mode erklären. Der fallende Verlauf einer Anregungsmode in der Dispersionsrelation gibt einen Hinweis darauf, dass es dabei um eine non aligned Mode handelt.

4.5.3.2 Lokalisierte quasi-uniforme Moden

Ausgehend von der in Abb. 4.53 a. gezeigten Dispersionsrelation werden in diesem Abschnitt die Modenstrukturen für eine Anregungsfrequenz von 18 GHz untersucht. Diese Frequenz ist ausgewählt worden, da in diesem Fall die stärksten Anregungen des Systems erst bei hohen externen Feldern ($B_{ext} > 250 \text{ mT}$) zu finden sind, wie es in dem in Abb. 4.55 a. dargestellten Spektrum entnommen werden kann. Für eine weitere Analyse der auftretenden Resonanzen wird zunächst die statischen Ausrichtung der Magnetisierung des Systems betrachtet, um so beurteilen zu können, ob non aligned Anregungen vorliegen.

Dazu ist eine zusätzliche Rechnung durchgeführt worden, wobei lediglich ein externes Feld von 250 mT in die schwere Richtung (entlang der y -Achse) der Leiterbahn angelegt worden ist. Ein Ausschnitt des relaxierten Systems ist in Abb. 4.55 b. dargestellt. Sowohl die Orientierung der Pfeile, als auch die farbcodierte m_x Komponente machen deutlich,

dass keine Zelle eine Abweichung in x -Richtung aufweist. Somit kann ausgeschlossen werden, dass die bei höheren Feldern auftretenden Moden durch einen non aligned Charakter beeinflusst sind.

Die homogene Ausrichtung der Magnetisierung bietet einen Vorteil bei der Beschreibung des Systems. Zum einen sind nun alle Zellen gleich ausgerichtet, so dass Einflüsse auf Grund der Austauschwechselwirkung innerhalb der Struktur nicht auftreten. Zum anderen ist nun das Entmagnetisierungsfeld nicht mehr von der angelegten Feldstärke abhängig, da die Magnetisierung keinen Winkel gegenüber dem externen Feld aufweist. Das heißt, ist das System einmal ausgerichtet, wirkt ein unveränderliches Entmagnetisierungsfeld dem externen Feld entgegen, daher lassen sich wesentlich besser Aussagen über das effektive Feld machen, als in der non aligned Konfiguration.

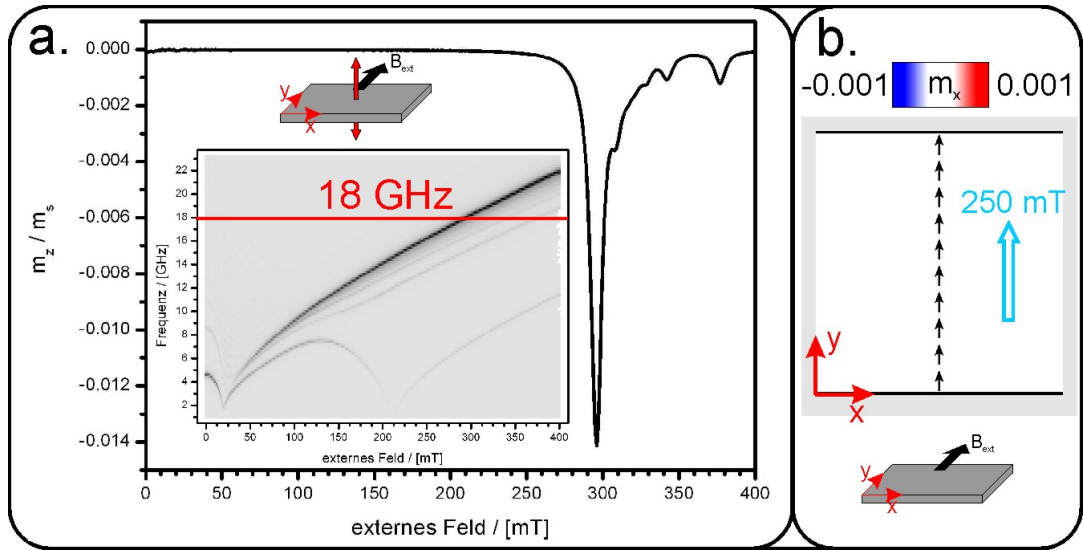


Abbildung 4.55: a. zeigt das berechnete Spektrum für eine Frequenz von 18 GHz, wobei deutlich mehrere Resonanzen im Feldbereich von 290 mT bis 380 mT zu erkennen sind. Im Inset ist nochmals die Dispersionsrelation abgebildet, wobei dort das Spektrum für 18 GHz mit einer roten Linie markiert ist. Alle Resonanzen befinden sich in einem Feldbereich, indem die Magnetisierung vollkommen ausgerichtet ist. Dies zeigt die Momentaufnahme des in b. dargestellten Ausschnitts der Leiterbahn. Dort liegt ein externes Feld von 250 mT in y -Richtung an und es ist keine m_x -Komponente sichtbar.

Obwohl nun die Magnetisierungen aller Zellen des System parallel ausgerichtet sind, lässt sich das gesamte System trotzdem nicht mittels eines Makrospins beschreiben. Abermals ist dafür die Inhomogenität des Entmagnetisierungsfeldes bzw. der Entmagnetisierungsfaktoren verantwortlich. Um den Grad der Inhomogenität des Entmagnetisierungsfeldes darzustellen, ist es sinnvoll die Kurvenform der Entmagnetisierungsfaktoren über die Leiterbahnbreite zu bestimmen. Die Magnetisierung der Leiterbahn besitzt

lediglich eine wesentliche y -Komponente, deshalb beschränkt sich die Betrachtung nur auf den Verlauf von N_y . Analytisch lässt sich dieser Verlauf mit Hilfe eines Querschnitts durch die Leiterbahnmitte berechnen, indem Gleichung (2.39) verwendet wird.

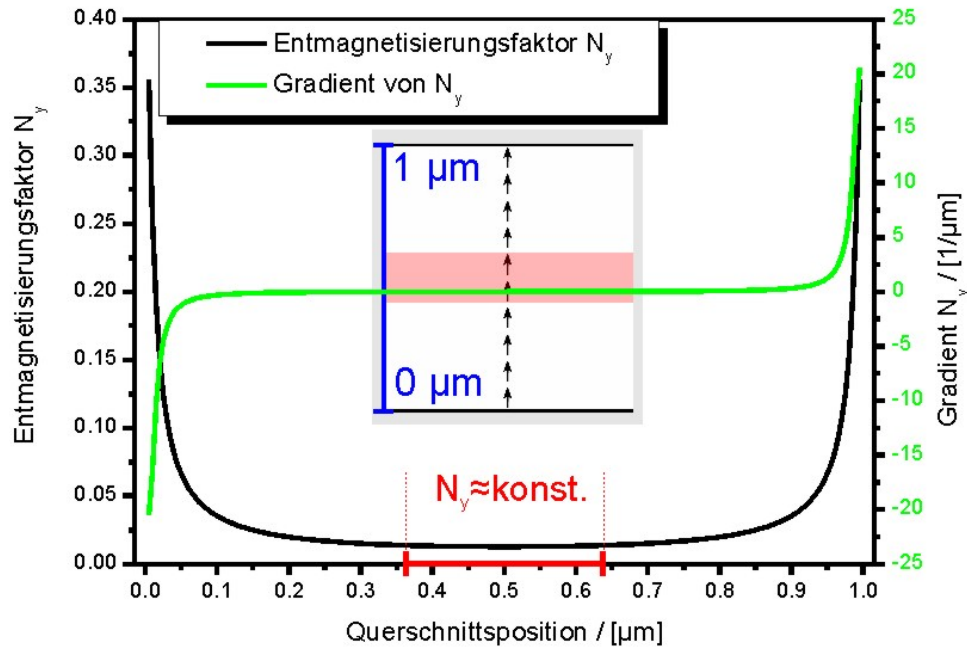


Abbildung 4.56: Dargestellt sind die berechneten Verläufe des Entmagnetisierungsfaktors N_y bzw. dessen Gradient $\nabla \cdot N_y$ über einen Querschnitt in der Leiterbahnbreite. Nur in der Leiterbahnmitte ist ein Bereich von $\approx 270 \text{ nm}$ zu finden, in dem $N_y \approx \text{konst.}$ gilt. Um eine Vorstellung von dessen Dimension im Bezug auf die gesamte Leiterbahnbreite zu bekommen, ist dieser schematisch im Inset mit rot markiert worden.

Das Diagramm in Abb. 4.56 macht deutlich, dass sich nur in der Mitte des Leiterbahn eine größere Region von $\approx 270 \text{ nm}$ befindet, die durch $N_y = \text{konst.}$ angenähert werden kann. Dabei ist dieser Bereich dadurch festgelegt, dass dort nur eine relative Änderung von $\Delta N_y < 0.001$ auftritt. Berechnet man aus dieser Änderung die Variation des Entmagnetisierungsfeldes $\Delta B_{\text{ent}} = \mu_0 \cdot \Delta N_y \cdot M_s$ (mit $M_s = 830000 \text{ A/m}$), dann entspricht dies $\Delta B_{\text{ent}} \approx 1 \text{ mT}$. Die Feldschritte für das externe Feld in der Simulation sind ebenfalls 1 mT , womit sich die Näherung $N_y = \text{konst.}$ in diesem Bereich rechtfertigen lässt. Auch die Simulationsergebnisse unterstützen dies, wie im Weiteren gezeigt werden wird.

Anhand des Kurvenverlaufs des Entmagnetisierungsfaktors N_y ist ersichtlich, dass in der Leiterbahnmitte dem externen Feld ein geringeres Entmagnetisierungsfeld entgegenwirkt, als in den Randbereichen. Da dies der einzige im System vorkommende Anisotropiebeitrag ist, folgt aus Gleichung (2.9), dass die Magnetisierung in jeder Region einem anderen effektiven Feld ausgesetzt ist. Womit die Resonanzbedingung für unterschiedliche Regionen bei anderen externen Feldern erfüllt ist, was dazu führt, dass die Anregungen lokal begrenzt sind. Wird der Betrag des externen Feldes erhöht, erwartet man eine Verlagerung des angeregten Bereichs in die Randregionen der Leiterbahn. Um dieses Verhalten weiter zu untersuchen, ist der Bereich von 250 mT bis 400 mT des Spektrums analysiert worden. Dieser ist in Abb. 4.57 a. vergrößert dargestellt. In diesem Bereich lassen sich einzelne Resonanzpositionen bestimmen, wie z.B. bei 296 mT , 342 mT und 377 mT , deren Momentaufnahmen in Abb. 4.57 c. gezeigt sind. Anhand dieser Momentaufnahmen ist eindeutig ersichtlich, dass sich der resonante Bereich wie erwartet von der Mitte der Leiterbahn (296 mT) bis zur vorletzten Zelle des Randes (377 mT) verschiebt.

Die Felddifferenz von 81 mT muss dabei dem Unterschied im Entmagnetisierungsfeld der beiden Regionen entsprechen. Daraus lässt sich eine Differenz der Entmagnetisierungsfaktoren von $\Delta N_y = 0.078$ berechnen.

Mit Hilfe des berechneten Kurvenverlaufs des Entmagnetisierungsfaktors in Abb. 4.57 b. lässt sich prüfen, an welcher Stelle der Leiterbahn die so bestimmte Differenz der Entmagnetisierungsfaktoren zu erwarten wäre. Ausgehend von $N_y = 0.012$ in der Leiterbahnmitte, findet man im Abstand von 35 nm zum Rand $N_y = 0.09$ und damit die passende Differenz. Für die Simulation ist eine Zellenbreite von 20 nm vorgegeben worden, so dass sich die vorletzte Zelle im Bereich von 20 nm bis 40 nm befindet. Somit ist auf Grund dieses Ergebnisses plausibel, dass in der Simulation die vorletzte Zellen angeregt wird.

Eine genauere Abschätzung ist wenig sinnvoll, da der Kurvenverlauf des Entmagnetisierungsfaktors für eine statische Magnetisierung erstellt worden ist, allerdings die Magnetisierung in der Simulation durchaus einen dynamischen Anteil aufweist, weshalb $M_s \neq \text{konst.} < 830000\text{ A/m}$ gilt.

Gerade die Momentaufnahme bei 377 mT macht es dem Betrachter sehr einfach die Anregungsregion zu lokalisieren. Jedoch ist es z.B. für die Anregung bei 296 mT wesentlich schwieriger eine Aussage über die Lokalisierung zu machen. Im Bereich der Leiterbahnmitte variiert das Entmagnetisierungsfeld und damit das effektive Feld in einem geringen Maße, wodurch auch die Resonanzpositionen nur um wenige mT verschoben sind. Resultierend können z.B. Überlagerungen aus verschiedenen Resonanzen entstehen. Damit zumindest eine qualitative Aussage über den Anregungsbereich möglich ist, sind zusätzliche Simulationen durchgeführt worden. Zunächst wurde die Schrittweite im Bereich von 294 mT bis 297 mT auf 0.05 mT herabgesetzt, um so das Maximum des Resonanzsignals besser auflösen zu können. Aus Abb. 4.58 kann abgelesen werden, dass sich das Maximum der Anregung bei 295.85 mT befinden. Wie sich

im Weiteren zeigen wird, existiert an diesem Punkt schon eine überlagerte Anregung, weshalb auch eine Untersuchung des Systems bei 295.6 mT durchgeführt worden ist.

Für die drauf folgenden Simulationen, ist das externe Feld konstant ($B_{ext} = 295.6 \text{ mT}$, 295.85 mT und 308 mT) gehalten worden und es wurde die zeitliche Änderung der Zellenkonfiguration als Antwort auf das anregende Hochfrequenzfeld analysiert. Dabei wird die Eigenschaft ausgenutzt, dass zwischen dem Hochfrequenzfeld und dem resonanten System eine Phasendifferenz von 90° besteht. Setzt man also die Auslenkung der Zellen mit der Phase des Hochfrequenzfeldes in eine Beziehung, besteht die Möglichkeit die resonanten Bereiche zu identifizieren. Daher wurde die Konfiguration der Zellen über den zeitlichen Verlauf von einer Schwingungsperiode des Hochfrequenzfeldes aufgezeichnet. In Abb. 4.59 a. ist die Schwingung des Hochfrequenzfeldes gezeigt, wobei sich diese aus 140 diskreten Zeitpunkten zusammensetzt.

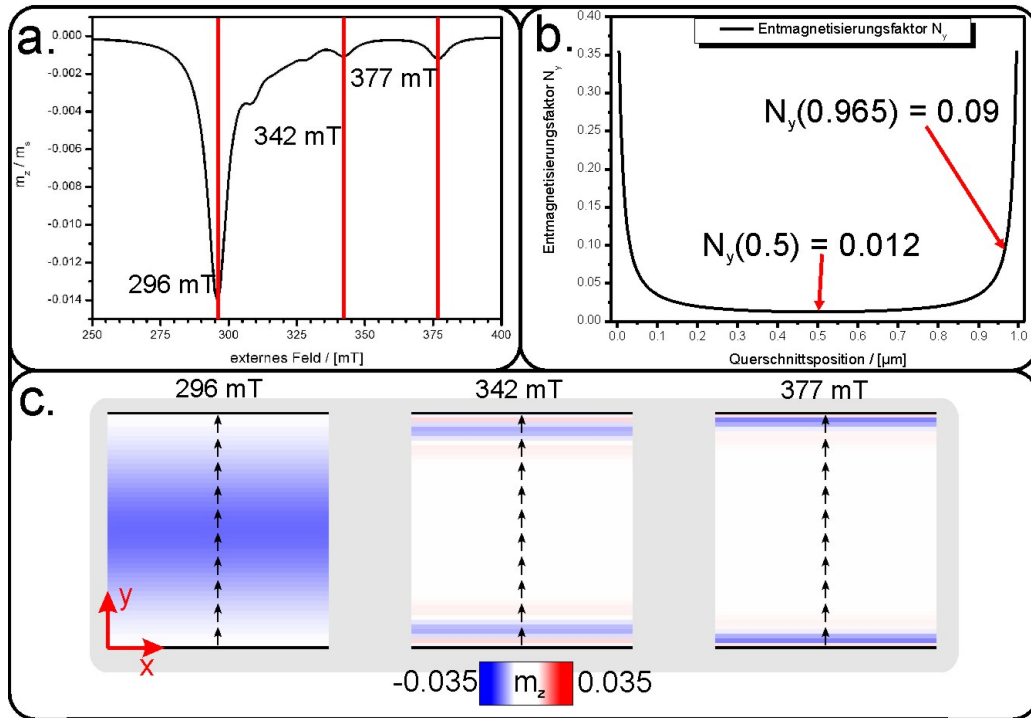


Abbildung 4.57: a. ist eine vergrößerte Darstellung des in Abb. 4.55 gezeigten Spektrums. Es sind die externen Felder markiert, für die in c. Momentaufnahmen gezeigt werden. Der Verlauf des Entmagnetisierungsfaktors N_y ist über einem Querschnitt der Leiterbahn in b. aufgetragen. Dort sind die Stellen gekennzeichnet, deren Unterschied im Entmagnetisierungsfeld 81 mT entspricht. Dieser Feldunterschied findet sich in c. zwischen 377 mT und 296 mT wieder.

Um jedoch die Ergebnisse in schriftlicher Form darstellen zu können, müssen ausgezeichnete Zeitpunkte gewählt werden. Dies sind sowohl die Nulldurchgänge (A, C) als auch das Maximum / Minimum (B, D) der Amplitude des Hochfrequenzfeldes. Ausschnitte aus der Zellenkonfiguration zu diesen Zeitpunkten sind in Abb. 4.59 b. dargestellt. Dort ist die Auslenkung der Zellen in z -Richtung farbcodiert für die drei verschiedenen externen Felder abgebildet. Zunächst wird nun die Anregungsform für den Feldwert von 295.6 mT diskutiert, wobei die Darstellung nahe legt, dass dort ausschließlich die Leiterbahnmitte die Resonanzbedingung erfüllt. Wie sich dies aus den Bildern ableiten lässt, wird im Weiteren begründet.

Zu den Zeitpunkten der Nulldurchgänge des Hochfrequenzfeldes (A, C) befindet sich die Leiterbahnmitte im Zustand maximaler Auslenkung, was anhand der rot / blau Färbung zu erkennen ist.

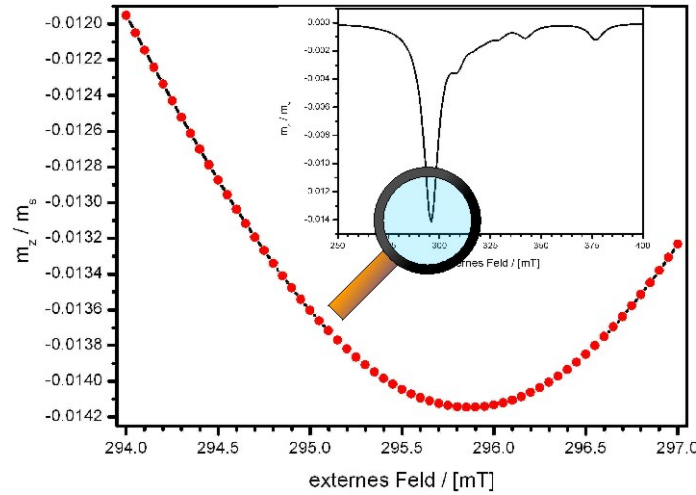


Abbildung 4.58: Das Spektrum, das im Inset abgebildet ist, wurde mit einer Feldauflösung von 1 mT berechnet. Um die Resonanzposition der Anregung bei 296 mT genauer bestimmen zu können, ist die Schrittweite im Bereich des Maximums auf 0.05 mT reduziert worden. Dort findet sich die maximale Amplitude der Anregung bei 295.85 mT .

Des Weiteren lässt sich feststellen, dass die Amplitude der Auslenkung in Richtung der Ränder abfällt. Dieses Verhalten wurde schon in Abschnitt 4.5.2.1 als quasi-uniforme Mode bezeichnet. Als deren Ursache dienten dort örtliche Unterschiede im erzeugten dynamischen Entmagnetisierungsfeld. Diese Erklärung lässt sich allerdings auf den vorliegenden Fall nicht übertragen, da auf Grund der Feldgeometrie die Magnetisierung in der x - z -Ebene präzediert. Deshalb erzeugen die Zellen sowohl am Rand, als auch in der Leiterbahnmitte das gleiche dynamische Entmagnetisierungsfeld.

Vielmehr lässt sich dieser Verlauf der Amplitude durch die endliche Linienbreite einer Anregungsmode erklären. Um diesen Ansatz zu verdeutlichen, sei nochmals auf

einen unendlich ausgedehnten Film (ohne zusätzliche Anisotropien) zurückgegriffen. Obwohl dem gesamten System nur genau ein Wert des externen Feldes zugeordnet werden kann, für das die Resonanzbedingung exakt erfüllt ist, lässt sich der Anregung eine Linienbreite zuordnen (siehe Abb. 4.42). Das heißt auch für Feldwerte, die im Bereich der Linienbreite vom Resonanzfeld abweichen, ist eine Auslenkung des System zu erwarten. Je größer allerdings diese Abweichung vom Resonanzfeld ist, umso geringer ist die Amplitude dieser Auslenkung. Dies ist gut an dem Beispielspektrum in Abb. 4.39 b. zu erkennen, in welchem das externe Feld variiert worden ist. Im Gegensatz dazu ist im vorliegenden Fall das externe Feld konstant 295.6 mT , aber das effektive Feld variiert über die Leiterbahnbreite. Somit kann das Absinken der Anregungsamplitude im Bezug auf die Leiterbahnmitte dadurch erklärt werden, dass die Abweichung des örtlichen effektiven Feldes zum Resonanzfeld mit zunehmendem Abstand immer größer wird.

Um dies noch deutlicher zu zeigen sind die Zellenkonfigurationen (B, D) bei maximaler Amplitude des Hochfrequenzfeldes abgebildet. Auf Grund der Phasendifferenz von 90° muss der resonante Bereich zu diesem Zeitpunkt eine minimale Auslenkung aufweisen. Um trotzdem einen ausreichenden Kontrast für diese Bilder herzustellen, wurde die Skala der Farbcodierung um den Faktor 3 verringert, daher können die Intensitäten der verschiedenen Zeitpunkte und Felder nicht direkt miteinander verglichen werden. Infolge der zusätzlichen Informationen aus diesen Bildern, lässt sich der angeregte Bereich auf $240\text{ nm} \pm 40\text{ nm}$ in der Leiterbahnmitte abschätzen (durch den grau schraffierten Bereich). Eine exakte Dimensionsangabe ist basierend auf dieser graphischen Auswertung unmöglich, allerdings für eine qualitative Erläuterung des Modenverhaltens auch nicht notwendig. Hinsichtlich der unterschiedlichen Ursache für diese Anregungsart wird diese als lokalisierte quasi-uniforme Mode bezeichnet.

Die Bilder der Zellenkonfigurationen für die Feldwerte von 295.85 mT und 308 mT zeigen, unter Verwendung der selben Analyse-methode, dass die lokalisierte quasi-uniforme Mode wie erwartet, mit steigendem externen Feld von der Mitte zum Rand der Struktur wandert. Es sind unter anderem auch Überlagerungen von verschiedenen Auslenkungen zu erkennen, die wiederum auf die endliche Linienbreite einer Anregung zurückgeführt werden können. Gut ist dies für die Zeitpunkte B und D bei 295.85 mT sichtbar. Wie zuvor in Abb. 4.58 gezeigt wurde, erreicht die Auslenkung des gesamten Systems für dieses Feld ein Maximum. Anhand der Bilder ist jedoch zu erkennen, dass sich der resonante Bereich schon außerhalb der Leiterbahnmitte befindet. Trotzdem lässt sich dort zu den Zeitpunkten A und C eine große Auslenkung des Systems feststellen. Die Abweichung des effektiven Feldes vom Resonanzfeld in der Leiterbahnmitte ist mit 0.25 mT gering. So wird auch diese noch zu einer Präzession angeregt, jedoch weist sie schon eine Phasendifferenz zum resonanten Bereich auf. Als Resultat überlagern sich die Auslenkungen des resonanten Bereiches mit dem der Leiterbahnmitte, wodurch eine Abschätzung der Dimensionen des angeregten Bereiches problematisch ist. Daher sind diese nur schematisch als rote Regionen in Abb. 4.59 c. dargestellt.

Die Auswertung der Phaseninformation der Anregung bietet dabei nicht nur die

Möglichkeit überlagerte Anregungen zu erkennen, sondern es lässt sich auch eine eindeutige Aussage darüber machen, ob eine Anregung Spinwellencharakter besitzt. So wäre es z.B. an den Zeitpunkten A und C für 308 mT unmöglich anhand der Bilder zu entscheiden, ob eine Spinwelle angeregt wird oder nicht. Die Zellenkonfiguration würde durchaus einer transversalen dipolargekoppelten Spinwellen (siehe Abschnitt 2.7) entsprechen. Betrachtet man hingegen zusätzlich die Zeitpunkte B und D wird deutlich, dass es sich nicht um eine Spinwelle handeln kann. Die Leiterbahnmitte weist nicht eine Phasendifferenz von 90° zum Hochfrequenzfeld auf und erfüllt somit nicht die Resonanzbedingung. Vielmehr lassen sich auch aus der blau bzw. rot Färbung der verschiedenen Regionen in diesen Bildern Informationen gewinnen. Für jedes System in dem eine Resonanzphänomen auftreten kann gilt, dass die Phasendifferenz zwischen Anregung und Antwort immer in einem Bereich von 0° bis 180° zu finden ist. Je nachdem ob die Anregungsfrequenz $f < f_R$ oder $f > f_R$ als die Resonanzfrequenz f_R ist (schematisch ist dies in Abb. 4.59 a. gezeigt), ist die Phasendifferenz $> 90^\circ$ oder $< 90^\circ$. Daher gibt die Farbe zu diesen Zeitpunkten an, ob ein Bereich durch Erhöhung des externen Feld in nächster Zeit die Resonanzbedingung erfüllt (rote Bereiche) oder das externe Feld schon zu hoch ist und sich dieser Bereich schon in Resonanz befunden hat (blauer Bereich).

Im Vergleich der Moden bei 295.6 mT bzw. 308 mT fällt auf, dass der angeregte Bereich kleiner wird, je näher sich dieser am Rand befindet. Dies lässt sich ebenfalls mit Hilfe von Abweichungen des effektiven Feldes beschreiben. In den Randregionen weist das Entmagnetisierungsfeld eine höhere Divergenz ($\nabla \cdot \underline{N}_y \cdot \underline{M}$) auf (siehe Abb. 4.56). Ist z.B. für 308 mT der resonante Bereich nur $\approx 200\text{ nm}$ vom Rand entfernt, existiert dort eine stärkere örtliche Variation des effektiven Feldes, als in der Mitte. Angenommen man bewegt sich sowohl am Rand als auch in der Mitte z.B. 20 nm vom resonanten Bereich weg, resultiert dies am Rand in einer größeren Abweichung des effektiven Feldes vom Resonanzfeld, als eine entsprechende Bewegung in der Leiterbahnmitte. Folglich sind die Bereiche, die eine Auslenkung zeigen, in den Randbereichen lateral weniger ausgedehnt. Dies führt im Extremfall dazu, dass nur noch eine Zelle eine Auslenkung aufweist, dies wird in Abschnitt 4.5.3.3 diskutiert. Abschließend sei erwähnt, dass aus Gründen der Übersicht an dieser Stelle nur die 5 vorgestellten Felder diskutiert worden sind, es findet sich jedoch im Anhang 6.25 eine Abfolge von Momentaufnahmen, die das System zum Zeitpunkt A für einen Feldbereich von 296 mT bis 340 mT zeigen. In der dortigen Darstellung ist es zwar nicht möglich Überlagerungen zu erkennen, aber es lässt sich gut die Wanderung und die zunehmende Lokalisierung der Anregung beobachten.

Die Modenstruktur für das Spektrum bei 18 GHz lässt sich also qualitativ beschreiben. Es konnte gezeigt werden, dass die beobachteten Resonanzen des Spektrums aus mehreren Einzelresonanzen bestehen. Diese konnten als lokalisierte quasi-uniforme Moden identifiziert werden und haben ihren Ursprung in der Inhomogenität des Entmagnetisierungsfeldes. Um zukünftig eine quantitative Analyse in Erwägung zu ziehen, darf die Kopplung zwischen den Moden nicht vernachlässigt werden.

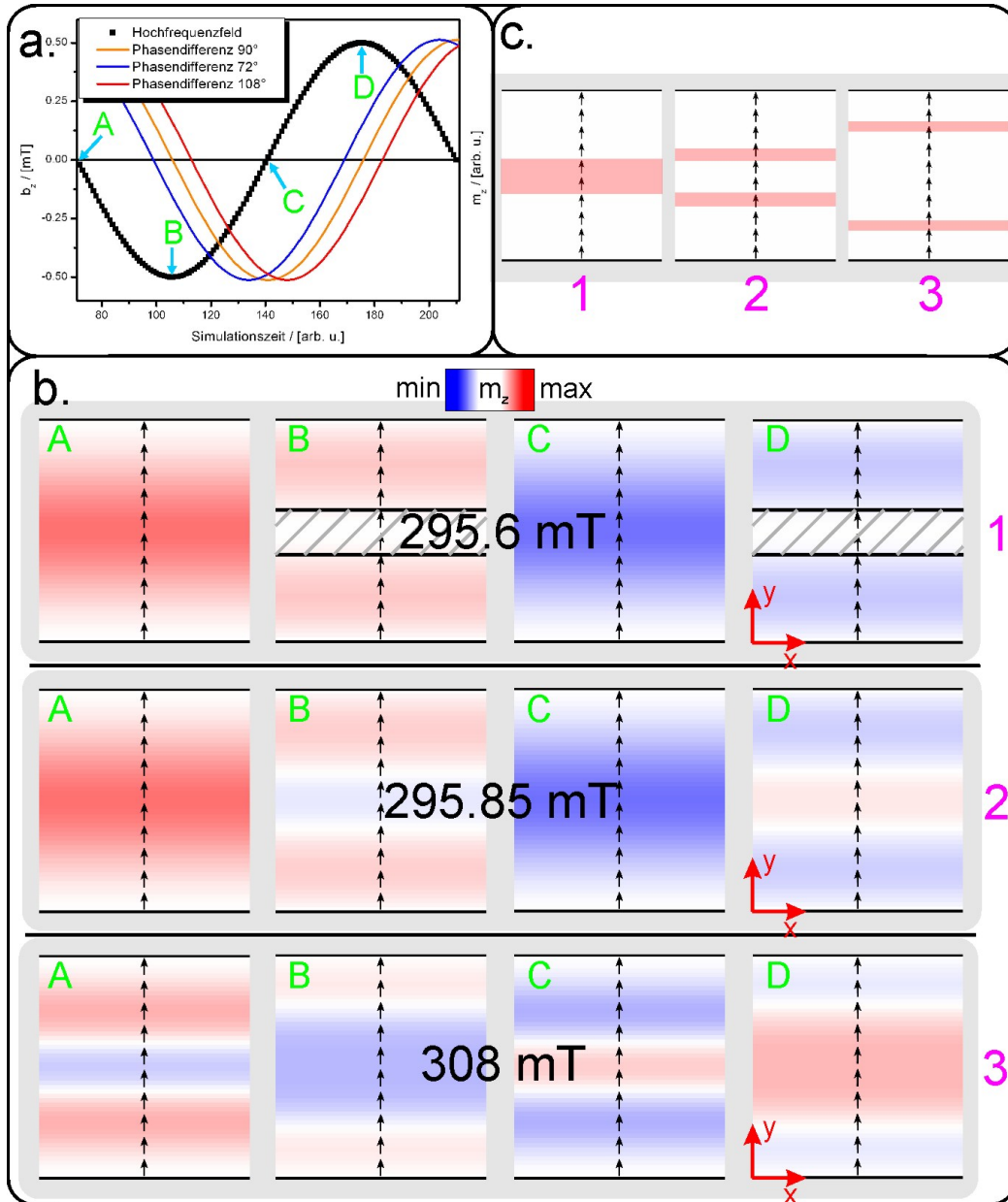


Abbildung 4.59: a. zeigt den Amplitudenverlauf des Hochfrequenzfeldes über eine Periodendauer, wobei vier ausgezeichnete Zeitpunkte markiert sind. Zusätzlich sind idealisiert die Kurvenverläufe für die m_z -Komponente in Resonanz (orange), oder kurz vor bzw. nach der Resonanz (rot/blau) abgebildet. Zu diesen Zeitpunkten ist, für drei verschiedene externe Felder, in b. die m_z -Komponente der Auslenkung für einen Ausschnitt des Systems abgebildet, um so eine Phasenbeziehung zwischen dem Hochfrequenzfeld und der Anregung sichtbar zu machen. Eine Abschätzung des angeregten Leiterbahnbereichs ist in c. durch die rote Färbung schematisch dargestellt.

4.5.3.3 Anregungsmoden in den Randbereichen

Wurde zuvor das Verhalten der non aligned (Abschnitt 4.5.3.1) bzw. der lokalisierten quasi-uniformen Mode (Abschnitt 4.5.3.2) gesondert diskutiert, werden in diesem Abschnitt beide Verhaltensweise kombiniert, um weitere in der Dispersionsrelation vorkommenden Anregungsmoden zu beschreiben. Der entsprechende Bereich ist in Abb. 4.60 a. durch ein grünes Rechteck gekennzeichnet. Um eine bessere Übersicht über diesen Bereich zu erhalten ist dieser Ausschnitt in Abb. 4.60 b. kontrastverstärkt und vergrößert dargestellt. Es lässt sich feststellen, dass innerhalb dieses Bereiches der Dispersionsrelation sowohl ein fallender als auch ein steigender Modenverlauf existiert. Anhand der vorherigen Diskussion kann aus dem Modenverlauf die Schlussfolgerung gezogen werden, dass es sich bei der fallenden Mode ($B_{ext} < 210 \text{ mT}$) um eine non aligned Anregung handelt.

Um diese Vermutung und den Charakter der dort abgebildeten Moden zu überprüfen, sind abermals Ausschnitte aus Momentaufnahmen des Systems ausgewählt worden, wobei dafür zwei Frequenzen ($f = 7 \text{ GHz}$ und $f = 4.8 \text{ GHz}$) untersucht worden sind. Zunächst wird auf die entsprechenden Momentaufnahmen des steigenden Modenverlauf eingegangen, die in Abb. 4.60 c. gezeigt sind. Anhand der Abbildungen ist eindeutig zu erkennen, dass zum einen die Magnetisierung während dieser Anregungen ausgerichtet ist (es handelt sich also nicht um eine non aligned Anregung). Zum anderen ist deutlich sichtbar, dass diese Anregung ausschließlich an den Randzellen lokalisiert ist. Da die Anregungsmoden eine starke Lokalisierung aufweist, sind in der Abbildung nicht nur die Momentaufnahmen über die gesamte Leiterbahnbreite dargestellt, sondern es sind auch jeweils Vergrößerungen der Randbereiche eingefügt worden. Für diese ist, im Gegensatz zu den Bildern der gesamten Leiterbahnbreite, die Pfeilanzahl nicht reduziert worden, das heißt dort entspricht jeder Pfeil der Magnetisierung einer Zelle. Der physikalische Ursprung bzw. die Grundlage dieser Anregungsmoden ist die starke Inhomogenität des Entmagnetisierungsfeldes am Rand der Leiterbahn. Somit ist auch diese Mode eine lokalisierte quasi-uniforme Anregung, allerdings bezeichnet man diese spezielle Art als Randmode [Mec08]. Da im Unterschied zu den übrigen lokalisierten quasi-uniformen Moden der Ort der Anregung genau bekannt ist und sich dieser Ort durch seinen zusätzlichen Symmetriebruch gegenüber dem Rest der Struktur auszeichnet.

Der steigende Verlauf der Randmode lässt sich, wie schon in Abschnitt 4.5.1 über den unendlich ausgedehnten Film diskutiert, durch die Zunahme der Zeemanenergie beschreiben. Mit zunehmenden externen Feld ist auch das effektive Feld größer und daraus resultierend wird mehr Energie benötigt, um die Magnetisierung am Rand für eine Präzessionsbewegung um das effektive Feld auszulenken.

Betrachtet man die Position der Randmode in der Dispersionsrelation im Vergleich zu den übrigen lokalisierten quasi-uniformen Moden, kann daraus geschlossen werden, dass für die Anregung des Randes weniger Energie benötigt wird.

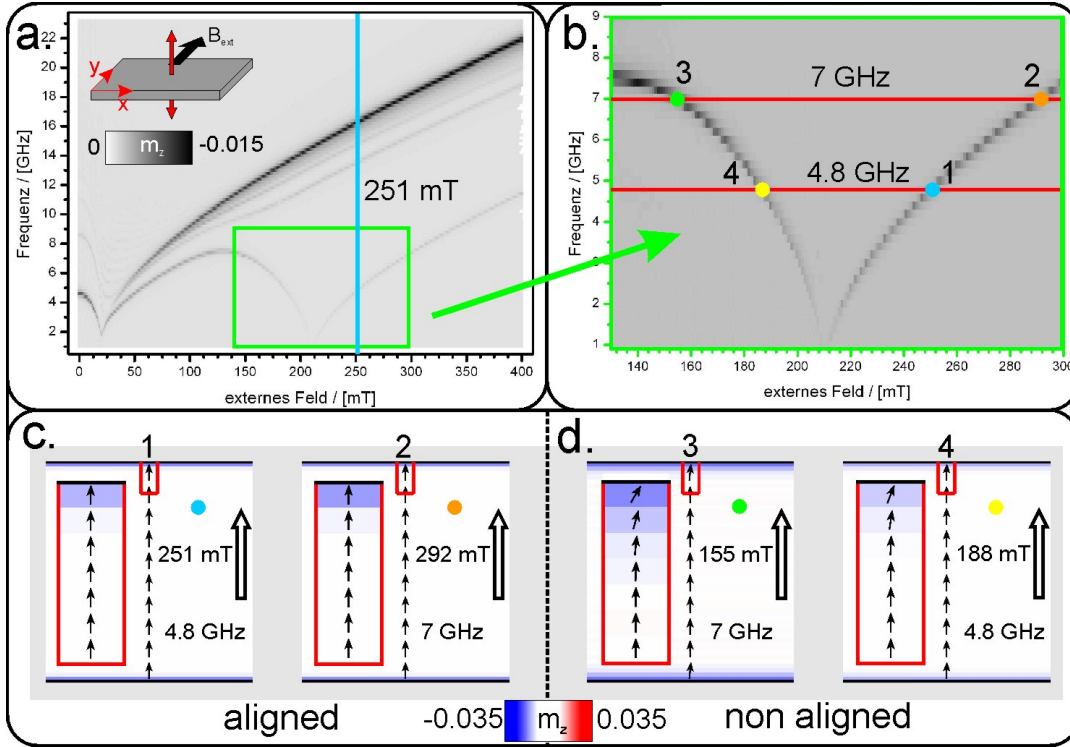


Abbildung 4.60: In der Dispersionsrelation a. ist ein Bereich grün umrandet, der in b. vergrößert dargestellt ist. Dort sind vier Punkte markiert, an denen für die Frequenzen $f = 7 \text{ GHz}$ und $f = 4.8 \text{ GHz}$ jeweils eine Anregungsmoden des Systems auftritt. Zur Identifikation dieser Moden sind in c. und d. Ausschnitte aus den Momentaufnahmen des Systems an diesen Punkten abgebildet. Dabei kann zum einen eindeutig zwischen ausgerichteten (c.) und nicht ausgerichteten (d.) Anregungen unterschieden werden und zum anderen lässt sich der Rand als Ursprung der Anregungen ausmachen.

Ausgehend von einem konstanten externen Feld z.B. 251 mT (in Abb. 4.60 a. mit blau markiert) tritt zunächst die Randmode bei $f = 4.8 \text{ GHz}$ auf. Wohingegen die anderen lokalisierten Moden erst im Bereich $f = 13 - 16 \text{ GHz}$ angeregt werden. Auch dieser Effekt lässt sich mit Hilfe des effektiven Feldes begründen. Im vorherigen Abschnitt 4.5.3.2 wurde gezeigt, dass das Entmagnetisierungsfeld für eine ausgerichtete Magnetisierung in den Randregionen einen maximalen Wert annimmt. Da dieses dem externen Feld entgegen wirkt, herrscht am Rand ein geringeres effektives Feld als in der Leiterbahnmitte. Somit beinhaltet eine Präzessionsbewegung am Rand bei einem konstanten externen Feld weniger Zeemanenergie als eine dem entsprechende Volumenanregung.

Die Momentaufnahmen des fallenden Modenverlaufes, die in Abb. 4.60 d. dargestellt

sind, bestätigen die Vermutung, dass diese Anregung einen non aligned Charakter aufweist. Wie schon für die zuvor diskutierte Mode, lässt sich auch für diese Anregung eine eindeutige Lokalisierung am Rand feststellen. Wobei nun allerdings die Magnetisierung der Randzelle gegenüber der Richtung des externen Feldes verkippt ist. Analog zu den Überlegungen aus Abschnitt 4.5.3.1 ist es dem System somit möglich, durch eine Reduzierung des dynamischen Entmagnetisierungsfeldes der Randzelle eine energetisch günstigere Präzessionsbewegung durchzuführen. Die am Rand auftretenden Anregungsmoden unterscheiden sich vom physikalischen Ursprung in keiner Weise gegenüber dem Rest der Struktur. Trotzdem zeichnen sich diese Anregungen durch ihre besondere Eigenschaft aus, dass der Anregungsort bekannt und stark lokalisiert ist. Diese Tatsache wird im folgenden Abschnitt 4.5.3.4 verwendet, um eine Aussage über die Qualität der Randbereiche der realen Probe machen zu können.

4.5.3.4 Vergleich der Simulationsergebnisse mit experimentellen Daten

Fügt man die Ergebnisse der Simulationen aus den vorherigen Abschnitten zusammen, besteht die Möglichkeit einer umfassenden Identifikation der Anregungsmoden einer Permalloy-Leiterbahn, die einem externen Magnetfeld in magnetisch schwerer Richtung ausgesetzt ist. Um zu zeigen, dass diese Simulationsergebnisse durchaus an einem realen System beobachtet werden können, werden in diesem Abschnitt zunächst Messungen dem entsprechenden Probensystem vorgestellt. Diese werden im Weiteren mit den Simulationen verglichen und auftretenden Abweichungen diskutiert.

Da das angewendete Messverfahren für die Ferromagnetische Resonanz den AMR-Effekt ausnutzt, wird analog zur magnetisch leichten Richtung (siehe Abschnitt 4.5.2.4) die Spannung über der Permalloy-Leiterbahn als Messgröße aufgetragen (die Leiterbahn ist an eine Konstantstromquelle angeschlossen). Um die Messgenauigkeit zu verbessern und eine Unabhängigkeit gegenüber statischen Widerstandserhöhungen zu erlangen, wird die Spannung mittels Lock-in Technik detektiert. Dazu unterliegt die anregende Mikrowellenamplitude einer Modulation von $f_{amp} = 23.5\text{ kHz}$. Im Vergleich zur Eigenfrequenz der Mikrowelle, die im Bereich von GHz liegt, ist die Amplitudenmodulation als quasi statisch anzusehen. Das heißt das System befindet sich bezogen auf die Mikrowellenamplitude in guter Näherung zu jeder Zeit in einem Gleichgewichtszustand. Die Modulationsfrequenz dient nun als Referenzfrequenz für die Detektion, so dass nur Spannungen gemessen werden, die mit dieser Frequenz auftreten. Im Besonderen auf Grund der Probengeometrie (zur Erinnerung siehe Abb. 3.1) ist das für Experimente in denen das externe Feld in magnetisch schwerer Richtung anliegt von Bedeutung. Für diese Art von Experiment ist die Ausrichtung der statischen Magnetisierung gegenüber der Stromrichtung abhängig von der Größe des externen Feldes. Das heißt auch ohne Präzessionsbewegung der Magnetisierung tritt eine feldabhängige Widerstandsänderung auf Grund des AMR-Effektes im Draht auf (siehe Abschnitt 2.8) und damit ist die über den Draht abfallende Spannung eine Funktion des externen Feldes. Jedoch

ist diese Funktion statisch und sollte somit keinen Beitrag zur detektierten Spannung liefern. Wie sich im Weiteren anhand einer Messung zeigen lässt (siehe Abb. 4.61), kann allerdings durchaus ein Einfluss der statischen Orientierung der Magnetisierung auf die Detektion festgestellt werden. Dort ist ein Spannungsunterschied zwischen 0 mT ($I \parallel M$) und 350 mT ($I \perp M$) sichtbar, obwohl in beiden Fällen keine Resonanz im System vorliegt. Dieser Effekt wird durch die Amplitude der angelegten Mikrowelle erzeugt, denn auch ohne das sich das System in einem resonanten Zustand befindet, regt das Magnetfeld der Mikrowelle eine Präzession der Magnetisierung an, deren Präzessionsamplitude ist zwar gegenüber einer Resonanzpräzession klein ist, aber nicht verschwindend. Dies zeigt die Sensitivität dieser Messmethode. Für eine qualitative Analyse des Messaufbaus sei allerdings auf die Arbeit von Frau Reckers [Rec13] verwiesen. Im Rahmen dieser Arbeit wird nur ein Verständnis der Messmethode benötigt, um den Verlauf der gemessenen Spannungswerte interpretieren zu können. Dazu ist im Folgenden ein gemessenes Spektrum für die Mikrowellenfrequenz von 8 GHz in einem Feldbereich von 0 mT bis 350 mT dargestellt.

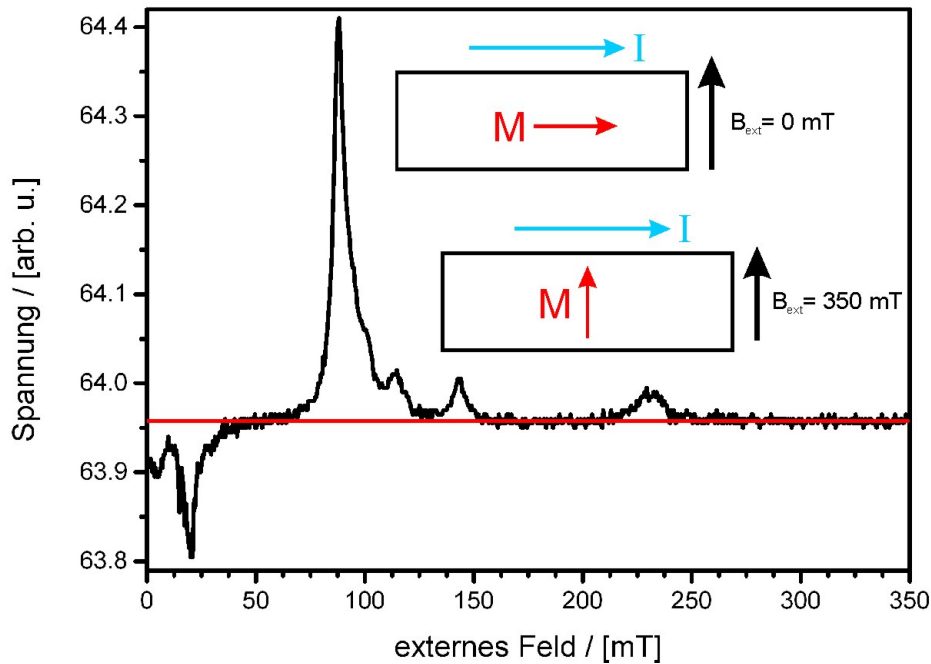


Abbildung 4.61: Ein gemessenes FMR-Spektrum bei einer Mikrowellenfrequenz von 8 GHz , wobei das externe Feld in schwerer Feldgeometrie angelegt ist. Neben einem Spannungsunterschied zwischen niedrigen bzw. hohen externen Felder, lassen sich auch eine Vielzahl von Spannungsspitzen (Anregungen) beobachten. Dabei beinhaltet das Spektrum sowohl positive ($B_{\text{ext}} > 50\text{ mT}$) als auch negative ($B_{\text{ext}} < 50\text{ mT}$) Spannungsausschläge.

Aus Abschnitt 4.5.2.4 über die Messungen in magnetisch leichter Feldgeometrie ist bekannt, dass die Spannungsspitzen des Spektrums durch die dynamisch Komponente (Präzessionsbewegung) der Magnetisierung erzeugt werden und somit diese mit einer resonanten Anregung des Systems gleichzusetzen sind. Die gemessenen Spannungsspitzen unterscheiden sich jedoch in diesem Fall nicht nur durch ihre Amplitude, sondern auch in ihrer Ausrichtung. So lässt sich im Feldbereich $B_{ext} < 50 \text{ mT}$ eine Verminderung der detektierten Spannung während der Anregung des Systems feststellen. Wohingegen für Felder $B_{ext} > 50 \text{ mT}$ eine Anregung eine erhöhte Spannung zur Folge hat. Die Simulationen geben einen Hinweis auf den Ursprung dieses unterschiedlichen Verhaltens. Die Diskussion in Abschnitt 4.5.3.1 hat gezeigt, dass gerade im Bereich kleiner externer Felder die Ausrichtung der Magnetisierung während der Anregung nicht parallel zum externen Feld ist. Vergleicht man die Messung mit der berechneten Dispersionsrelation (Abb. 4.53 a.), kann davon ausgegangen werden, dass die Orientierung der Spannungsspitze durch den non aligned bzw. aligned Charakter einer Anregung hervorgerufen wird. Um diese Vermutung zu bestätigen, sei zunächst die zu erwartenden Spannungsänderung bei einer aligned Anregung betrachtet.

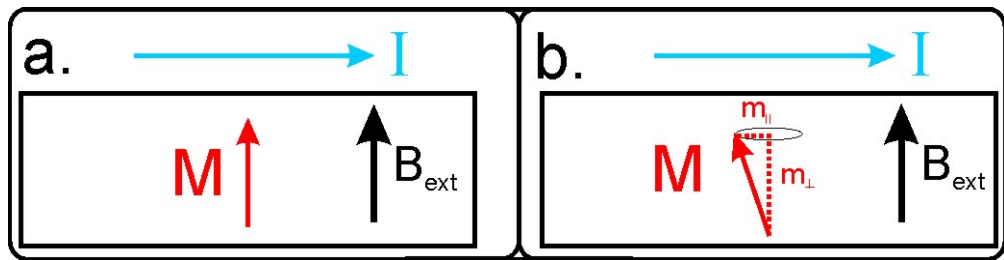


Abbildung 4.62: Schematische Darstellung einer ausgerichteten Magnetisierung, die nicht im resonanten Zustand (a.) bzw. resonanten Zustand (b.) ist. Da der Betrag der Magnetisierung unverändert bleibt, ändert sich also nur die Projektion der Magnetisierung auf die Richtung des Stroms verändert.

Befindet sich das System nicht in einem resonanten Zustand, dann sind Strom und Magnetisierung senkrecht zueinander ausgerichtet ($m_{||} = 0$), so dass der durch den AMR-Effekt hervorgerufene elektrische Widerstand einen minimalen Wert annimmt (siehe Abschnitt 2.8).

Ist die Magnetisierung in dieser Orientierung in einem angeregten Zustand, dann führt sie eine Präzessionsbewegung aus. Bewegt sich die Magnetisierung auf der Präzessions-trajektorie ist deren Projektion auf die Stromrichtung $m_{||}$ nicht mehr verschwindend. Die Komponente $m_{||}$ ist zwar durchaus eine zeitabhängig oszillierende Größe und nimmt sogar während der Präzessionsbewegung an zwei ausgezeichneten Punkten den Wert 0 an, aber über die Dauer einer Periode gemittelt gilt für den Betrag dieser Komponente $|\overline{m}_{||}| > 0$. Da als Referenzfrequenz der Messung nicht die Mikrowellenfrequenz, sondern

die viel langsamere Amplitudenmodulation dient, ist das Messsignal proportional zu diesen zeitlichen Mittelwert. Des Weiteren ist der AMR-Effekt nicht auf die Richtung der Projektion sensitiv, sondern nur auf dessen Betrag. Diese beiden Eigenschaften führen dazu, dass ein erhöhter elektrischer Widerstand bezüglich des nicht resonanten Zustands gemessen wird. Bzw. da im Experiment eine Konstantstromquelle verwendet wird, erhöht sich die detektierte Spannung.

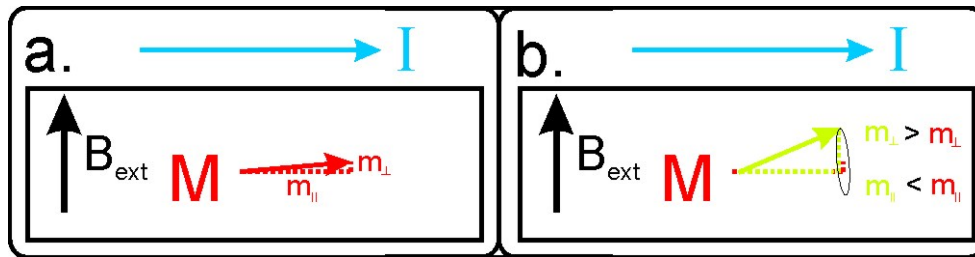


Abbildung 4.63: Schematische Darstellung einer nicht ausgerichteten Magnetisierung, die sich nicht im resonanten Zustand (a.) bzw. resonanten Zustand (b.) befindet. Durch die Präzessionsbewegung ändern sich die Komponenten parallel m_{\parallel} bzw. senkrecht m_{\perp} bezüglich der Stromrichtung.

Betrachtet man nun die Konfiguration der Magnetisierung, während diese noch nicht parallel zum externen Feld ausgerichtet ist, dann besitzt die Magnetisierung auch ohne Anregung immer eine Projektion auf die Stromrichtung $|m_{\parallel}| > 0$. Um die Betrachtung möglichst einfache zu halten, wird davon ausgegangen, dass der Winkel zwischen dem externen Feld und der Magnetisierung groß ist (in der Zeichnung ist dieser 85°). In diesem Fall gilt $m_{\parallel} \gg m_{\perp}$ und somit ist der durch den AMR hervorgerufene elektrische Widerstand entsprechend hoch. Wird die Magnetisierung in dieser Lage zu einer Präzession angeregt, vergrößert sich die m_{\perp} Komponente und folglich verringert sich m_{\parallel} . Dies wiederum führt zu einer Reduktion des elektrischen Widerstandes im resonanten Zustand. Das heißt es wird ein Spannungsabfall gemessen, falls eine non aligned Mode angeregt ist.

Anhand der Spannungscurve ist es also möglich, eine Aussage über den Charakter der Anregungsmoden zu machen. Der Spannungsverlauf der Beispielmessung bestätigt die Vermutungen, die mittels der Simulationsergebnisse aufgestellt worden sind. Somit handelt es sich bei den Anregungen im Bereich kleiner externer Felder $B_{ext} < 50 \text{ mT}$ um non aligned Moden bzw. im Bereich $B_{ext} > 50 \text{ mT}$ sind aligned Anregungen zu finden.

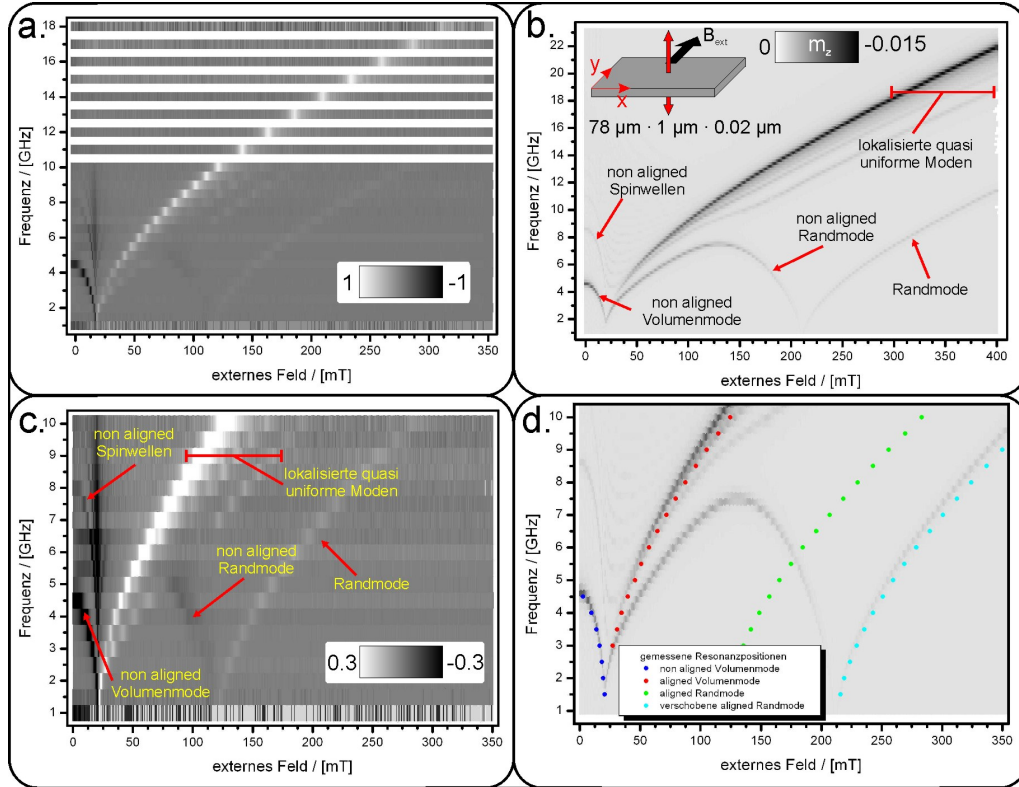


Abbildung 4.64: In a. ist die gemessene Dispersionsrelation der schweren Feldgeometrie in einer schwarz/weiß Darstellung abgebildet. Im Bereich bis zu 10 GHz sind viele verschiedene Anregungen zu erkennen, weshalb diese Region vergrößert und Kontrastverstärkt in c. dargestellt wird. Zusätzlich ist dort den jeweiligen Anregungen deren physikalischer Ursprung zugeordnet. Um diese Identifikation zu rechtfertigen ist in b. die berechnete Dispersionsrelation gezeigt, wobei die dort auftretenden Anregungen in den vorherigen Abschnitten ausführlich diskutiert worden sind. Schließlich ist in d. zur besseren Vergleichbarkeit, der Darstellungsbe-
reich angepasst worden, so dass dieser mit c. identisch ist. Zusätzlich sind die gemessenen Resonanzpositionen von ausgewählten Anregungen dort eingetragen worden.

Um noch weiter auf den physikalischen Ursprung der gemessenen Anregungen eingehen zu können, ist es hilfreich, eine Dispersionsrelation der Permalloy-Leiterbahn in dieser Feldgeometrie zu messen und diese mit den bekannten Ergebnissen aus der Simulation zu vergleichen. Es sind Messungen in einem Frequenzbereich von 1 GHz bis 18 GHz durchgeführt worden, wobei die Frequenzschrittweite zwischen 0.5 GHz und 1 GHz variiert. Damit die Spektren der verschiedenen Frequenzen zusammen in einer Dispersionsrelation aufgetragen werden können, sind die Amplituden aller Spektren normiert worden. Für diese Normierung ist von der Amplitude jedes gemessenen Spektrums ein jeweils konstanter Wert (Offset) abgezogen worden, so dass alle Spektren den gleichen

Bezugspunkt (in diesem Fall ist der Bezugspunkt 0) besitzen. Als Beispiel ist in Abb. 4.61 der Wert 63.95, der durch eine rote Linie markiert ist, vom gesamten Spektrum subtrahiert worden. Durch die Wahl der 0 als Bezugspunkt zeichnet sich ein Spannungsanstieg durch positive Amplitudenwerte aus, wohingegen ein Spannungsabfall eine negative Amplitude aufweist. Des Weiteren wurde das absolute Maximum / Minimum aller Amplituden bestimmt und auf den Wert +1 bzw. -1 festgelegt. Die so normierten Amplituden der Spektren, sind mit einer schwarz/weiß Farbcodierung in Abb. 4.64 a. aufgetragen.

Auf Grund der Normierung lassen sich in der Abbildung non aligned Anregungen durch den schwarzen Kontrast identifizieren. Umgekehrt entspricht ein weißer Kontrast einer aligned Mode. Mit Hilfe dieser Darstellungsweise lassen sich eine Vielzahl von Anregungen erkennen und deren Verlauf in der gemessenen Dispersionsrelation verfolgen. Besonders im Bereich bis zu 10 GHz sind auch intensitätsschwache Anregungen zu erkennen, daher zeigt Abb. 4.64 c. diesen Bereich vergrößert und kontrastverstärkt. Als Anmerkung an dieser Stelle sei erwähnt, dass auch in den Spektren $> 10\text{ GHz}$ diese Anregungen vorhanden sind, jedoch deren Intensität so gering ist, dass sie sich in der Dispersionsrelation nicht mehr auflösen lassen.

Mit Hilfe der Simulationsergebnisse besteht nun die Möglichkeit einer Identifikation der gemessenen Anregungsmoden, dazu ist in Abb. 4.64 b. nochmals die berechnete Dispersionsrelation abgebildet. Dort sind zusätzlich alle unterschiedlichen Moden gekennzeichnet, die zuvor diskutiert worden sind. Als Volumenmode werden dabei die Anregungen bezeichnet, die die größte laterale Ausdehnung innerhalb der Leiterbahn besitzen. Vergleicht man die Verläufe der Moden in der gemessenen bzw. berechneten Dispersionsrelation, findet sich eine qualitative Übereinstimmung. Es treten weder in der Messung noch in der Simulation Moden auf, die ausschließlich in nur einer Dispersionsrelation vorhanden sind. Auch die Form der Modenverläufe ist in beiden Fällen gleich. Auch der non aligned bzw. aligned Charakter der entsprechenden Moden lässt sich mit Hilfe des Farbkontrastes der Messung bestätigen. In dieser Hinsicht stimmen alle Moden in Simulation und Experiment überein.

Auf Grund dieser Ähnlichkeiten sind die Ergebnisse der Simulation auf die jeweilige Anregung der Messung übertragen worden, so dass daraus ein Rückschluss auf die Art der gemessenen Anregung gezogen werden kann. Wird jedoch nicht nur der Verlauf der Moden untersucht, sondern vergleicht man direkt die Felder bei denen die jeweiligen Anregungen auftreten, offenbaren sich deutliche Unterschiede. Dazu sind die Resonanzpositionen in den Spektren der Messung ausgewertet worden, indem das Maximum/Minimum der gemessenen Spannung bestimmt worden ist. Um den Vergleich übersichtlich zu gestalten sind in Abb. 4.64 d. nur die Positionen der Volumenmoden (das sind die quasi-uniforme Moden mit der größten lateralen Ausdehnung) bzw. im Gegensatz dazu die stark lokalisierten Randmode in die simulierte Dispersionsrelation eingetragen worden. Die Abweichungen der Volumenmoden (rote und blaue Punkte) zu den durch die Simulation vorhergesagten Feldern ist in dem betrachteten Frequenz-

bereich zwar gering, allerdings kann eine andere Steigung der Modenverläufe zwischen Simulation und Messung beobachtet werden. Je höher die Frequenz gewählt wird, umso stärker weichen beide voneinander ab. So findet sich bei 5 GHz nur eine Abweichung von 2.6 mT , wohingegen bei 10 GHz diese schon auf 9.4 mT angewachsen ist. Dieses unterschiedliche Steigungsverhalten ist auch schon in der leichten Feldgeometrie festgestellt worden (siehe Abschnitt 4.5.2.4). Dort wurde mit Hilfe der Kittelgleichung gezeigt, dass die Steigung durch Variation der Magnetisierung bzw. g-Faktors angepasst werden konnte. Das heißt die Simulation und reale Probe unterscheiden sich mindestens in einer dieser Größen. Da beide Größen ebenfalls für die Beschreibung des Modenverlaufes in schwerer Feldgeometrie verantwortlich sind, könnte dies auch in dieser Geometrie die abweichenden Steigungen erklären. Von einer ähnlichen Analyse des Modenverhaltens in schwere Feldgeometrie mittels der Kittelgleichung ist allerdings abgesehen worden, da nicht zu erwarten ist, dass die Ergebnisse solch einer Analyse aussagekräftig sind.

Diese Behauptung soll im Folgenden erläutert werden. Für die Verwendung der Kittelgleichung wird ein eindomäniger Zustand gefordert [Kit48], so dass eine homogene ausgerichtete Magnetisierung angenommen werden kann, die sich zu einem Makorspin zusammenfassen lässt. Nur in diesem Fall ist der Betrag des Entmagnetisierungsfeldes unabhängig von der Stärke des externen Feldes. Solange Bereiche der Leiterbahn existieren, deren Magnetisierungen zueinander verkippt sind, lässt sich diese Forderung nicht erfüllt. Somit muss ein entsprechend großes externes Feld an die Leiterbahn angelegt sein, so dass auch die Randregionen ausgerichtet sind. Das heißt, dass sich non aligned Modenverläufe mit diesem Formalismus nicht beschreiben lassen bzw. während sich das externe Feld noch in einem Bereich befindet, in dem non aligned Moden in der Dispersionsrelation existieren, lässt sich die Kittelgleichung nicht zur Beschreibung der Resonanzposition des Systems verwenden.

Diese Tatsache ändert sich jedoch auch nicht, wenn die Magnetisierung des Systems in schwerer Feldgeometrie vollständig ausgerichtet ist. Wie in Abschnitt 4.5.3.2 gezeigt wurde, ist zwar für ein dem entsprechend hohes externes Feld das Entmagnetisierungsfeld (bzw. die Entmagnetisierungsfaktoren) konstant, aber keinesfalls homogen über das gesamte System. Als Folge daraus konnte eine Lokalisierung der Anregung in der Leiterbahn festgestellt werden, dies wiederum zerstört den eindomänigen Zustand des Systems. Wird z.B. nur ein Teil der Leiterbahn zur Präzession angeregt, dann tritt abermals eine Verkipfung der Magnetisierung innerhalb der Leiterbahn auf. Zusätzlich müsste, auf Grund der Lokalisierung, die Kittelgleichung in einer ortsabhängigen Formulierung angewandt werden, da die in ihr verwendeten Entmagnetisierungsfaktoren eine starke Ortsabhängigkeit aufweisen. Anhand dieser Überlegungen ist ersichtlich, dass zwar eine Analyse der Resonanzposition mittels der Kittelgleichung vorgenommen werden könnte, jedoch deren physikalische Aussage fragwürdig wäre. Wurden bisher in Abb. 4.64 d. ausschließlich die Abweichungen der Volumenmoden von Messung und Simulation betrachtet, sind diese jedoch relative gering gegenüber den Abweichungen die für die Randmode auftreten. Eine eindeutige Identifikation der gemessenen Mode (grüne

Punkte) ist daher nicht durch den direkten Vergleich der Resonanzpositionen möglich. Es ist vielmehr eine Annahme, dass es sich bei dieser Mode um die Randmode handelt, wobei sich diese Annahme auf den qualitativen Vergleich der Dispersionsrelationen stützt. Wird die so identifizierte, gemessene Randmode um einen konstanten Feldwert von 94 mT verschoben (türkise Punkte), lässt sich ein ähnliches Abweichungsverhalten wie bei der zuvor diskutierten Volumenmode beobachten. Dies ist nicht überraschend, da die Randmode nur eine stark lokalisierte quasi-uniforme Mode ist und somit den gleichen physikalischen Charakter aufweist, wie die Volumenmode. Somit ist dies ein weiteres Indiz dafür, dass Simulation und reale Probe sich durch Magnetisierung bzw. g -Faktor unterscheiden.

Allerdings ist es unmöglich, einen Feldoffset von $\approx 100\text{ mT}$ auf eine sinnvolle Variation der beiden Größen zurückführen. In der Literatur lässt sich ein Hinweis darauf finden, welchen Ursprung die Verschiebung der Randmode im Experiment besitzen könnte [McM06]. Dort werden ebenfalls Permalloystreifensysteme (mit einer anderen Geometrie) untersucht und die Einflüsse von sowohl strukturellen als auch magnetischen Inhomogenitäten an deren Rändern diskutiert. Es zeigt sich, dass für ein System mit einer idealen Randstruktur das Sättigungsfeld der Ränder höher ist als für ein entsprechend gestörtes System. Wird z.B. eine magnetische Störung der Ränder in Form einer Oberflächenanisotropie hinzugefügt, lässt sich eine Reduktion des Resonanzfeldes der Randmode feststellen. Auf Grund der Unstimmigkeiten zwischen Simulation und Messung wurde vorgeschlagen, die Topologie der Leiterbahn mittels einer AFM-Messung zu untersuchen, um so zumindest Informationen über strukturelle Defekte zu erhalten. Da jedoch in der Zwischenzeit die Leiterbahn, deren Messungen hier behandelt worden sind, nicht mehr zur Verfügung stand (nach einer Vielzahl von Messungen war sie zerstört), mussten die Messung an einer ähnlichen Leiterbahnstruktur durchgeführt werden. Diese weist zwar eine reduzierte Breite von 600 nm auf (die vorherige Leiterbahn war $1\text{ }\mu\text{m}$ breit), sie wurde aber unter den gleichen Herstellungsbedingungen produziert. Auch wenn das kein allgemeiner Beweis ist, liegt daher die Vermutung nahe, dass beide Strukturen eine vergleichbare Topologie zeigen. Das Resultat der AFM-Messung ist in der folgenden Abbildung dargestellt.

Die Aufnahme in Abb. 4.65 zeigt (in 2D als auch 3D), dass die Ränder der Leiterbahn eine andere Geometrie aufweisen, als der Rest der Struktur. Ausgehend von der Höhe in der Leiterbahnmitte, lässt sich in den Randregionen ein Höhenanstieg feststellen. Dieser ist örtlich ausschließlich auf den Rand beschränkt und unregelmäßig. Weiterhin findet sich auch neben der Leiterbahn eine Erhöhung bezüglich der Substratoberfläche. Durch Rücksprache mit dem Hersteller ist bekannt, dass der Grat am Rand der Struktur aus Permalloy besteht und bedingt durch den Herstellungsprozess entstanden ist. Bei den Strukturen neben der Leiterbahn handelt es sich höchstwahrscheinlich um Rückstände des PMMA-Lackes¹⁰, der während der Herstellung verwendet worden ist.

¹⁰PMMA ist eine Abkürzung für Polymethylmethacrylat.

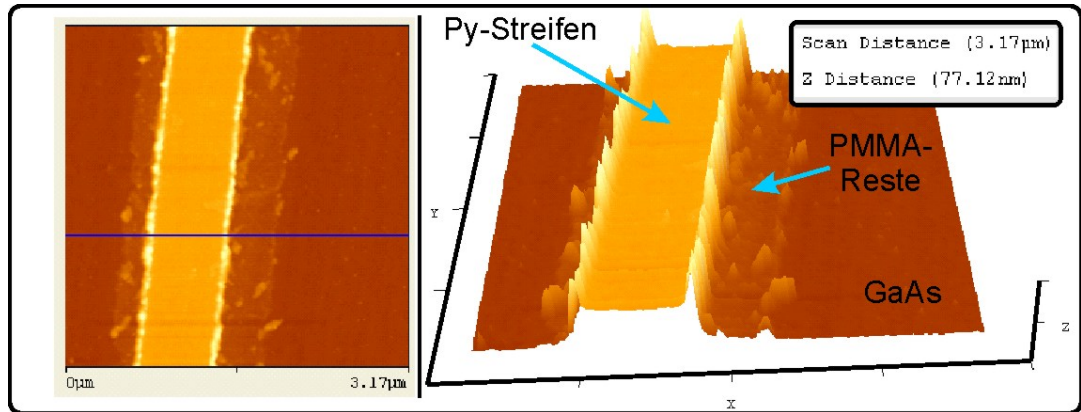


Abbildung 4.65: Die AFM-Aufnahme zeigt die Topologie einer 600 nm breiten Permalloy-Leiterbahn. Wie anhand der Aufnahme zu erkennen ist, existieren besonders an den Rändern der Leiterbahn erhebliche Defekte. Dort hat sich unter anderem während des Herstellungsprozesses ein unregelmäßiger Grat aus Permalloy gebildet.

Anhand der AFM-Aufnahme ist zu sehen, dass die geometrische Form der Leiterbahn nur näherungsweise dem eines Quaders entspricht, so wie es für die Simulationen angenommen worden ist. Vielmehr unterliegt der komplette Rand der Struktur einer variablen, lateralen Störung. Da die Randmode eine starke Lokalisierung innerhalb dieses gestörten Bereiches besitzt, ist folglich mit einer Abweichung gegenüber dem ungestörten System zu rechnen. Wohingegen man eine geringere Beeinflussung der weniger stark lokalisierte quasi uniforme Mode in der Leiterbahnmitte durch die Störungen erwartet. Genau dieses Verhalten ist beim Vergleich zwischen der simulierten bzw. gemessenen Dispersionsrelation zu beobachten. Somit kann auf Grund des Vergleiches eine Aussage über die Eigenschaften der realen Leiterbahn gemacht werden.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass mit Hilfe der Simulationen eine eindeutige Identifikation der zahlreichen, gemessenen Anregungsmoden in der magnetisch schweren Richtung möglich ist. Durch eine ausführliche Beschreibung der Modenarten kann deren Ursprung und Verhalten in der Dispersionsrelation erklärt werden. In Übereinstimmung mit der zuvor diskutierten magnetisch leichten Richtung sind Abweichungen zu finden, die darauf hinweisen, dass die Magnetisierung bzw. der g-Faktor des realen Systems von den in der Simulation verwendeten Werten variiert. Des Weiteren konnte mittels der vorhandenen Abweichungen eine Aussage über die Struktur der realen Probe gemacht werden, die sich anhand einer durchgeführten AFM-Messung bestätigen ließ.

5 Zusammenfassung

In dieser Dissertation wurden zwei von einander unabhängige Teilgebiete bearbeitet. Ein Schwerpunkt lag auf der Herstellung, der Charakterisierung und der Untersuchung der Grenzflächenkopplung an multiferroischen Nanokompositsystemen. Als Probensystem ist dazu ein Gemisch aus ferrimagnetischen Kobalt-Ferrit $CoFe_2O_4$ und ferroelektrischen Barium-Titanat $BaTiO_3$ ausgewählt worden. Zunächst ist die gepulste Laserdeposition als Herstellungsmethode vorgestellt worden. Im Besonderen wird dabei auf die Modifikationen der Präparationskammer und die verwendeten Aufdampfparameter eingegangen.

Die so hergestellten Proben, sind auf ihre strukturellen Eigenschaften untersucht worden. Dazu wurden bildgebende Verfahren (SEM- und AFM-Aufnahmen) verwendet, um die Oberflächenbeschaffenheit abzubilden. Dadurch konnten geordnete, pyramidenförmige Strukturen auf der Oberfläche nachgewiesen werden. Die Grundfläche dieser Strukturen ist rechteckig, wobei deren Seitenlängen in einem Bereich von $50 - 100\text{ nm}$ variiert. Des Weiteren zeigen die Untersuchungen eindeutig eine kristalline $\langle 110 \rangle$ Vorzugsrichtung für die Orientierung der Strukturen. Mit Hilfe einer EDX-Analyse konnten die Strukturen als $CoFe_2O_4$ -Säulen identifiziert werden.

Darüber hinaus ist die kristalline Struktur der Probe mittels einer XRD-Messung bestimmt worden. Anhand der Ergebnisse dieser Messung konnte gezeigt werden, dass die Kristallstruktur ebenfalls einer hohen Ordnung unterliegt. So sind dort ausschließlich $[00l]$ Reflexionen aufgetreten, die sich den verschiedenen Phasen des Probensystems zuordnen lassen konnten. Dabei war eine erfolgreiche Anpassung der Reflexionen an die $CoFe_2O_4$ Phase nur möglich, wenn eine um $\approx 0.5\%$ (gegenüber einem rein kubischen Kristall) reduzierte Gitterkonstante angenommen worden ist.

Im Folgenden wurden Messungen durchgeführt, um die magnetischen Eigenschaften des Probensystems zu bestimmen. Durch die Analyse dieser Messergebnisse konnte die Reduktion in der Gitterkonstante bestätigt werden.

Zunächst ist die Ausrichtung der Magnetisierung der $CoFe_2O_4$ Säulen im remanenten Zustand ermittelt worden. Dazu wurden MFM-Aufnahmen ausgewertet, wodurch gezeigt werden konnte, dass die Magnetisierung aus der Probenoberfläche orientiert ist. Dies entspricht einer Ausrichtung parallel zur langen Säulenachse. Das Probensystem weist also ein magnetisch anisotropes Verhalten auf.

Um eine Aussage über die Größenordnung der magnetischen Anisotropie machen zu können, sind zusätzlich Hysteresekurven gemessen worden. Aus der Analyse dieser Messungen konnte für das Nanokomposit eine Sättigungsmagnetisierung von $M_s \approx$

335 kA/m ermittelt werden. Mit Hilfe dieses Wertes wurde ein Formanisotropiefeld von $B < 0.2 T$ berechnet. Allerdings ist anhand des Verlaufes der Hystereskurve ein Anisotropiefeld von $B \approx 3.3 T$ bestimmt worden. Somit zeigte sich, dass nicht ausschließlich die Formanisotropie für die Anisotropie verantwortlich ist. Die vorhandene Felddifferenz wurde auf die reduzierte Gitterkonstante und den daraus folgenden Magnetostriktionseffekt des $CoFe_2O_4$ zurückgeführt.

Das magnetostriktive Verhalten ist in einem weiteren Experiment ausgenutzt worden, um den Einfluss der elastischen Kopplung zwischen den beiden ferroischen Phasen auf atomarer Basis nachzuweisen. Dazu sind XLD-Messungen an dem System durchgeführt worden, während die Magnetisierung der $CoFe_2O_4$ -Säulen durch ein externes Magnetfeld manipuliert wurde. Mittels dieser Messmethode konnten elementspezifisch strukturelle Änderungen der Probe in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes beobachtet werden. Da in magnetischen Materialien jedoch unterschiedliche Ursachen existieren, die zu einem XLD-Signal führen, konzentriert sich die Betrachtung in dieser Dissertation auf das $BaTiO_3$. Es konnte eine strukturelle Verzerrung des $BaTiO_3$ nachgewiesen werden, wobei sich diese auf die elastische Kopplung an die $CoFe_2O_4$ -Säulen zurückführen lässt. Auf Grund der elementspezifischen Messmethode konnte festgestellt werden, dass sich durch die Verzerrung die Position des Ti -Atoms innerhalb der Einheitszelle verschiebt. Die Position dieses Atoms ist von entscheidender Bedeutung für das elektrische Dipolmoment und damit für die piezoelektrische Eigenschaft des $BaTiO_3$. Somit konnte gezeigt werden, dass sich durch ein Magnetfeld das elektrische Dipolmoment direkt beeinflussen lässt.

Des Weiteren befasst sich diese Dissertation mit der Beschreibung von dynamischen Prozessen einer Magnetisierung, die durch ein externes Hochfrequenzfeld angeregt wird. Auf Basis der Software OOMMF (Object Oriented Micromagnetic Framework) wurde ein mikromagnetisches Simulationsverfahren entwickelt, um Experimente zur Ferromagnetischen Resonanz zu modellieren.

Anhand des Beispiels einer Permalloy-Leiterbahn ist gezeigt worden, wie die Ergebnisse aus diesen Simulationen zu interpretieren sind. Im Weiteren wurden unterschiedliche Simulationsparameter variiert und deren Einflüsse auf das Ergebnis diskutiert. Resultierend daraus konnten die Werte für die Simulationsparameter bestimmt werden, die für alle weiteren Simulation verwendet worden sind.

Durch Anpassungen des Programms zur Nutzung auf einem Großrechner wurde es möglich, verschiedenste winkel- und frequenzabhängige Spektren der ferromagnetischen Resonanz zu simulieren. Um die Qualität dieser Simulationsmethode zu überprüfen, wurden zunächst frequenzabhängige $f = 3 - 12.6 GHz$ Spektren eines dünnen Permalloy-Filmes bestimmt. Die Resonanzpositionen der betrachteten uniformen Anregungsmoden des Films, entsprachen dem vorhergesagten Verhalten, dass durch die Kittelgleichung ermittelt worden ist. Es konnte lediglich eine Abweichung von $\approx 0.02 \%$ festgestellt werden. Auch die Analyse der simulierten Resonanzlinienbreite ergab eine hohe Übereinstimmung (Abweichung $\approx 0.001 \%$) mit der Theorie.

Daraufhin wurde für weitere Simulationen ein System gewählt, dass sich durch eine laterale Einschränkungen in drei Raumdimensionen auszeichnet. Als Basis hierfür ist eine Permalloy-Leiterbahn mit den Dimensionen Länge: $78\ \mu m$, Breite: $1\ \mu m$ und Höhe: $20\ nm$ verwendet worden, wobei diese Dimensionen durch ein reales Probensystem vorgegeben wurden. Für dieses System sind frequenzabhängige Spektren der ferromagnetischen Resonanz sowohl in magnetisch leichter Richtung ($f = 3 - 12.4\ GHz$) als auch in magnetisch schwerer Richtung ($f = 2 - 24.4\ GHz$) simuliert worden.

Durch die Analyse der Anregungen in magnetisch leichter Richtung konnte festgestellt werden, dass sich deren Verhalten deutlich von einer uniformen Anregung unterscheidet. Die dynamischen Entmagnetisierungsfelder an den Grenzflächen führen dort zu einer reduzierten Auslenkung der Magnetisierung (dynamisches pinning). Auf Grund dieses unterschiedlichen Verhaltens der Grenzflächen, musste eine reduzierte Leiterbahnbreite von $0.86\ \mu m$ eingeführt werden, um den Verlauf der Anregung mittels der Kittelgleichung beschreiben zu können.

Eine neuartige Messmethode der ferromagnetischen Resonanz ermöglichte es, die Simulationsergebnisse mit einem Experiment zu vergleichen. Es lässt sich eine qualitative Übereinstimmung der Anregungsmoden feststellen. Daher ist davon auszugehen, dass der physikalische Ursprung der gemessenen Anregungsmoden durch die Simulationen wiedergegeben werden kann. Die vorhandenen Abweichungen zwischen Simulation und Experiment lassen Rückschlüsse auf magnetische Parameter wie Sättigungsmagnetisierung oder g-Faktor der realen Leiterbahn zu. Es ergeben sich Hinweise darauf, dass die Stöchiometrie des Permalloys nicht korrekt sein könnte, ein reduzierter g-Faktor vorliegt oder die Randbereiche der Leiterbahn stark gestört sind.

In den frequenzabhängigen Spektren für die magnetisch schwere Richtung konnten eine Vielzahl von unterschiedlichen Anregungsmoden identifiziert werden. Im Rahmen dieser Dissertation konnte gezeigt werden, dass diese Anregungen nicht die Voraussetzungen erfüllen, um deren Resonanzposition mit der Kittelgleichung vorherzusagen. Es wurden daher Modellvorstellungen erläutert, mit denen sich die Verläufe der Anregungsmoden auf qualitative Weise beschreiben lassen. Dafür sind nun nicht nur dynamische Entmagnetisierungsfelder zu betrachten, sondern es muss im Besonderen auch die Inhomogenität des statischen Entmagnetisierungsfeld berücksichtigt werden. Dies führt unter anderem zu stark lokalisierten oder überlagerten Anregungsmoden. Wiederum konnten alle Anregungsmoden, die in der Simulation auftreten, durch ein entsprechendes Experiment bestätigt werden.

Somit konnte gezeigt werden, dass es mit Hilfe des vorgestellten Simulationensverfahrens möglich ist, Spektren der ferromagnetischen Resonanz zu simulieren. Die Simulationen liefern nicht nur Übereinstimmungen mit theoretischen Erwartungswerten, sondern auch mit experimentellen Daten. Alle gemessenen Anregungsmoden konnten eindeutig identifiziert werden. Des Weiteren wurden auf Basis der Simulationsergebnisse Modelle vorgestellt, die den physikalischen Ursprung der Anregungsmoden beschreiben.

6 Anhang

6.1 Austauschenergie

Da in der Arbeit oft ein Vergleich zwischen Austauschfeld und Dipolfeld verwendet wurde, ist es sinnvoll einen Ausdruck für die Austauschenergie herzuleiten. Dazu wird ein quasi-klassisches Modell verwendet, in dem es möglich ist, dass das Spinnmoment beliebige Richtungen annehmen kann. Es wird also ein Kontinuumsmodell benutzt, daher ist mit \underline{S} in dieser Näherung nicht mehr der Spinoperator gemeint, sondern es ist ein gewöhnlicher Vektor. Es sei darauf hingewiesen, dass für diese Schreibweise der Normierungsfaktor $\frac{1}{\hbar^2}$ nicht benötigt wird. Des Weiteren wird angenommen, dass alle Atome identisch sind und somit $J_{ij} = J$ ist. Eine weitere Folge aus dieser Annahme ist, dass der Betrag aller Spinnmomente gleich groß ist $|\underline{S}_i| = |\underline{S}_j|$. Die Gesamtenergie (durch den Übergang in ein klassisches System kann sofort die Energie betrachtet werden, ohne den Umweg über den Hamilton-Operator) des Austausches im System ist dann gegeben durch.

$$E_{ges} = -2 \cdot \sum_{i < j}^N J \cdot \underline{S}_i \cdot \underline{S}_j \quad (6.1)$$

Da nun die Spinnmomente klassische Vektoren sind, kann man das Skalarprodukt bilden.

$$E_{ges} = -2 \cdot J \cdot S^2 \sum_{i < j}^N \cos(\alpha_{ij}) \quad (6.2)$$

Mit α_{ij} als Winkel zwischen den beiden Spinnmomenten i und j . Mit Hilfe einer binomischen Formel kann $\cos(\alpha_{ij})$ aus der Gleichung eliminiert werden.

$$|\underline{S}_i - \underline{S}_j|^2 = S^2 + S^2 - 2 \cdot S^2 \cdot \cos(\alpha_{ij}) \Rightarrow \cos(\alpha_{ij}) = 1 - \frac{|\underline{S}_i - \underline{S}_j|^2}{2 \cdot S^2}$$

Dies überführt Gleichung (6.2) in eine Form mit zwei Summanden.

$$E_{ges} = -2 \cdot J \cdot S^2 \sum_{i < j}^N \left(1 - \frac{|\underline{S}_i - \underline{S}_j|^2}{2 \cdot S^2} \right) \quad (6.3)$$

Der erste Summand ist konstant und kann daher für die weiter Betrachtung vernachlässigt werden bzw. durch eine Umeichung der Energie kann dieser Wert auf 0 gesetzt werden. Wie schon zuvor in Abschnitt 2.1 wird an dieser Stelle von reinem Spinmagnetismus ausgegangen. Mit dieser Voraussetzung lässt sich schreiben.

$$E_{ges} = J \cdot S^2 \sum_{i < j}^N \frac{(a \cdot \nabla \cdot \underline{M})^2}{M_s^2} \quad (6.4)$$

Wobei a der Abstand zweier Spinmomente zueinander ist. Geht man davon aus, dass die Momente an den Orten der Atome lokalisiert sind entspricht dies also der Kantenlänge einer Elementarzelle. Für das Kontinuumsmodell kann die Summe durch ein Volumenintegral ersetzt werden. Dies führt zu dem wohlbekannten Ausdruck der Austauschenergie. [Hub98, Ber92]

$$E_{ges} = A \int (\nabla \cdot \underline{m})^2 dV \quad (6.5)$$

Dabei ist $\underline{m} = \underline{M}/M_s$ der normierte Richtungsvektor der Magnetisierung und A eine Materialkonstante. Sie wird Austausch-Steifigkeitskonstante genannt und ist gegeben durch.

$$A = \frac{c}{a} \cdot J \cdot S^2$$

Der Faktor c/a wird durch das Gitter vorgegeben, c kann je nach Gittertyp (kubisch, raum- oder flächenzentriert) die Werte 1, 2 oder 4 annehmen.

6.2 Spin-Bahn-Kopplung

An dieser Stelle soll wird die Herleitung des Bahndrehmomentes gezeigt, wie es in Gleichung (2.3) aufgestellt worden ist bzw. wie es auch sehr häufig in der Literatur verwendet wird. Dazu wird ein halbklassisches Modell vorausgesetzt, in dem das Elektronenorbital als eine Kreisbahn genähert wird, dies macht eine analytische Behandlung dieses Problems wesentlich einfacher. Aus der Elektrodynamik ist bekannt, dass eine Leiterschleife ein magnetisches Dipolmoment erzeugt [Dem02], welches gegeben ist durch:

$$\underline{\mu} = I \cdot \underline{A} \quad (6.6)$$

Dabei ist I die Stromstärke durch die Leiterschleife und \underline{A} ist die Fläche, die von der Leiterschleife umschlossen wird. In Abb6.1 findet sich eine schematische Zeichnung des Systems.

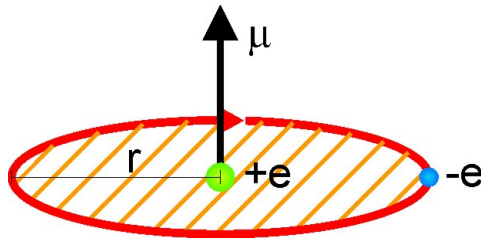


Abbildung 6.1: Schematische Zeichnung eines Elektrons $-e$ auf einer Kreisbahn r um ein Proton $+e$.

Der Strom durch die Leiterschleife (roter Kreis) ist gegeben durch [Tip00].

$$I = \frac{Q}{t} = \frac{-e}{T} = -\frac{e\omega}{2\pi} \quad (6.7)$$

Dabei wurde vorausgesetzt, dass der Strom nur durch das eine Elektron verursacht wird, dessen Umlaufzeit $T = 2\pi/\omega$ beträgt. Die Kreisfläche erhält man durch.

$$\underline{A} = \pi r^2 \cdot \underline{e}_n \quad (6.8)$$

Es werden nun Gleichung (6.7) und (6.8) genutzt, um das magnetische Dipolmoment der Kreisbewegung zu beschreiben.

$$\underline{\mu} = -\frac{1}{2}e\omega r^2 \cdot \underline{e}_n$$

Wendet man auf diesen Ausdruck die Definition des Drehimpulses an [Dem98] $\underline{L} = \underline{r} \times \underline{p} = m\omega r^2 \cdot \underline{e}_n$ an, findet sich der folgende Ausdruck.

$$\underline{\mu} = -\frac{e}{2m} \cdot \underline{L} \quad (6.9)$$

An dieser Stelle sei erwähnt, dass in der Quantenmechanik nicht der klassische Vektor \underline{L} gemessen werden kann, sondern nur eine Quantisierungsachse \hat{L}_z bzw. der Betrag \hat{L}^2 des Drehimpulsoperators. Für die Eigenwerte des Betrag bzw. der Quantisierungsachse finden sich die Beziehungen [Nol02].

$$\hat{L}^2 = \hbar^2(l \cdot (l + 1)) \quad \hat{L}_z = m \cdot \hbar \quad (6.10)$$

Wobei hier l die Drehimpulsquantenzahl und m die magnetische Quantenzahl des betrachteten Atomorbitales ist. Dem entsprechend berechnet sich der Betrag des magnetischen Bahnmomentes eines Zustandes mit der Quantenzahl l wie folgt.

$$\mu_l = -\frac{e}{2m} \cdot \hbar \sqrt{l \cdot (l + 1)} \quad (6.11)$$

Aus historischen Gründen werden magnetische Momente sehr häufig in Einheiten des Bohrschen Magneton angegeben. Im Bohrschen Atommodell wird der Bahndrehimpuls durch die Bahn n des Elektrons bestimmt. $|\underline{L}| = n \cdot \hbar$ [Boh13]. Somit erhält man für

den Grundzustand eines Wasserstoffatoms das magnetische Bahnmoment, welches dem Bohrschen Magneton entspricht.

$$\mu = -\frac{e\hbar}{2m} = -\mu_B \quad (6.12)$$

6.3 Einstein de Haas Versuch

Mit diesem Versuch ist es möglich den g-Faktor bzw. das gyromagnetische Verhältnis γ zu bestimmen. Er wurde 1915 von Albert Einstein und Wander Johannes de Haas erdacht und durchgeführt [Ein15]. Folgende Abbildung zeigt den Aufbau des Versuches.

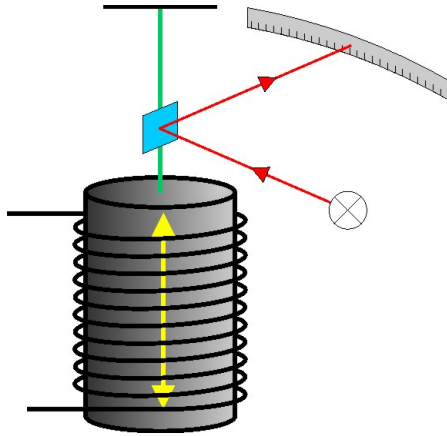


Abbildung 6.2: Vereinfachter Versuchsaufbau des Einstein de Haas Effektes. Ein ferromagnetischer Zylinder kann mittels einer Spule ummagnetisiert werden, wobei die Änderung des Drehimpulses mit Hilfe eines Lichtzeigers abgelesen werden kann.

Ein Zylinder aus magnetischem Material (der Masse m) befindet sich innerhalb einer Spule und ist mit einem Glasfaden aufgehängt. Die Spule wird mit Konstantstrom betrieben, wobei eine Umkehrung der Stromrichtung eine Ummagnetisierung des Zylinders um 180° zur Folge hat (durch den gelben Pfeil symbolisiert). Durch die Ummagnetisierung müssen sich die magnetischen Momente im Material neu ausrichten und damit ändert sich auch der damit zusammenhängende Drehimpuls (siehe Gleichung (2.5)). Da der Gesamtdrehimpuls des Systems eine Erhaltungsgröße ist, muss das ummagnetisieren eine Rotation des Zylinders zufolge haben, die zu einer Torsion des Glasfadens führt.

Der Torsionswinkel φ kann mittels eines Lichtzeigers auf einer Skala abgelesen werden. Für den Drehimpuls findet sich in der Mechanik die allgemeine Formulierung [Vog99].

$$\underline{L} = I \cdot \underline{\omega} \quad (6.13)$$

Mit dem Trägheitsmoment I und der Winkelgeschwindigkeit ω . Mit Gleichung (2.5) steht eine Beziehung zwischen Drehimpuls und magnetischen Moment zur Verfügung.

Wird von der Annahme ausgegangen, dass in dem Zylinder N magnetische Momente existieren, führt dies zur folgenden Formulierung des Drehimpulses.

$$I \cdot \omega = L = N \cdot \frac{\hbar}{g_j \cdot \mu_B} \quad (6.14)$$

Wenn sich das System in einem stabilen Zustand befindet, ist die Rotationsenergie des Zylinders gleich der Torsionsenergie des Fadens. Für die Rotationsenergie bzw. Torsionsenergie gelten die Zusammenhänge [Dem98].

$$E_{rot} = \frac{1}{2} \cdot \frac{L^2}{I} = \frac{1}{2} \cdot D \cdot \varphi^2 = E_{Tor}$$

Mit der Materialeigenschaft D , des Torsionsrichtmomentes des Fadens. Es wurde nur das wohlbekannte Trägheitsmoment eines Vollzylinders $I = \frac{1}{2}m \cdot r^2$ benötigt, um an einen weiteren Ausdruck des Drehimpulses des System zu gelangen.

$$L = r \cdot \varphi \cdot \sqrt{\frac{1}{2}m \cdot D} \quad (6.15)$$

Dieser Ausdruck wird in Gleichung (6.14) eingesetzt, womit sich dann eine Beziehung zwischen φ und g_j ergibt. Somit kann nur durch ablesen des Torsionswinkels eine Aussage über den Ursprung des Magnetismus gemacht werden.

$$I \cdot \omega = r \cdot \varphi \cdot \sqrt{\frac{1}{2}m \cdot D} \sim \frac{1}{g_j} \quad (6.16)$$

Mit diesem Experiment wurde zum ersten mal nachgewiesen, dass der Magnetismus in Ferromagneten hauptsächlich durch den Spinmagnetismus hervorgerufen wird, da für g_j Werte von ≈ 2 gefunden wurden.

6.4 Lösung der Poisson-Gleichung

Die Berechnung erfolgt zur Vereinfachung im cgs-System. Die allgemeine Form der Poisson-Gleichung lautet wie folgt [Poi13]

$$\Delta V = -4\pi\rho \quad (6.17)$$

Wobei V ein skalares Potential darstellt und ρ eine Dichte ist.

Für die Lösung dieser Gleichung sei ein elektrostatisches System angenommen, in welchem nur eine Punktladung im Ursprung des Koordinatensystem vorhanden ist, dieses Beispiel macht die Demonstration der Lösung besonders einfach. Der Weg ist

jedoch für komplexere Systeme ebenfalls der gleiche. Aus den Maxwellgleichungen erhält man für ein zeitunabhängiges System.

$$\nabla \times \underline{E}(\underline{r}) = 0 \quad / \quad \nabla \cdot \underline{E}(\underline{r}) = 4\pi \cdot \rho(\underline{r}) \quad (6.18)$$

Das elektrische Feld ist in diesem Fall wirbelfrei und somit ein konservatives Kraftfeld.

$$\underline{E}(\underline{r}) = -\nabla\Phi(\underline{r}) \quad (6.19)$$

Einsetzen von Gleichung (6.19) in Gleichung (6.18) führt zu.

$$\nabla^2\Phi(\underline{r}) = -4\pi\rho(\underline{r}) \quad (6.20)$$

Damit hat das beschriebene Problem die Gestalt einer Poissonsgleichung. Die Dichte $\rho(\underline{r})$ entspricht hier einer Ladungsdichte, welche im diskutierten Beispiel sehr einfach als $\rho(\underline{r}) = q \cdot \delta(\underline{r} - \underline{r}_0)$ geschrieben werden kann, mit $\underline{r}_0 = 0$ da sich die Punktladung im Ursprung befindet.

$$\nabla^2 G(\underline{r}) = -4\pi\delta(\underline{r}) \quad \text{mit} \quad G(\underline{r}) = \frac{\Phi(\underline{r})}{q} \quad (6.21)$$

Die Lösung einer linearen Differentialgleichung mit einer $\delta(\underline{r})$ -Funktion heißt Greensche Funktion dieser Gleichung[Gre28]. $G(\underline{r})$ ist in diesem Fall die Lösung der Poissonsgleichung.

Eine weitere Eigenschaft eines konservativen Feldes ist, dass die Äquipotentiallinien dieses Feldes eine Kugeloberfläche beschreiben $\underline{E}(\underline{r}) = E(r) \cdot \underline{e}_r$. Wird nun eine Integration der Gleichung (6.21) über ein Kugelvolumen ausgeführt, erhält man auf Grund der $\delta(\underline{r})$ -Funktion.

$$\int_V \nabla^2 G(\underline{r}) \cdot dV = - \int_V 4\pi\delta(\underline{r}) \cdot dV = -4\pi$$

Bzw. durch Anwendung des Satzes von Gauss.

$$\int_V \nabla^2 G(\underline{r}) \cdot dV = \int_S \nabla G(\underline{r}) \cdot d\underline{S} = - \int_S \frac{E(r)}{q} \underline{e}_r \cdot d\underline{S} = - \frac{4\pi r^2 E(r)}{q}$$

Für letztere Umformung wurde ausgenutzt, dass $E(r) \cdot \underline{e}_r$ auf einer Kugeloberfläche konstant ist. Aus den beiden Volumenintegralen lässt sich das Coulombgesetz[Cou85, Tip00] ableiten und es findet sich ein Ausdruck für $G(\underline{r})$ (es sei darauf hingewiesen, dass dies kein allgemeiner Ausdruck für $G(\underline{r})$ ist).

$$\underline{E}(\underline{r}) = \frac{q}{r^2} \cdot \underline{e}_r \quad G(\underline{r}) = \frac{1}{|\underline{r}|} \quad (6.22)$$

Ist durch eine Verallgemeinerung die Position der Punktladung an einer beliebigen Stelle \underline{r}' im Raum, verändern sich die Gleichungen indem $|\underline{r}| \xrightarrow{\underline{r}' \neq 0} |\underline{r} - \underline{r}'|$ übergeht. Des

Weiteren sei das System nun nicht mehr nur durch eine Ladung beschrieben, sondern durch eine räumliche Ladungsverteilungsdichte $\rho(\underline{r}')$. Das Potential setzt sich aus einer Superposition zusammen, womit eine Integration über die gesamte Ladungsverteilung benötigt wird, um am Punkt \underline{r} die Größe des Potentials zu bestimmen. Aus Gleichung (6.21) folgt direkt.

$$\Phi(\underline{r}) = \int G(\underline{r} - \underline{r}') \cdot \rho(\underline{r}') \cdot dV' = \int \frac{\rho(\underline{r}')}{|\underline{r} - \underline{r}'|} \cdot dV' \quad (6.23)$$

Damit konnte mit Hilfe des sehr einfachen Beispiels einer Punktladung der Zusammenhang zwischen Potential und Ladungsverteilung gezeigt werden. Ob es sich bei dieser Ladungsverteilung um eine elektrische bzw. magnetische handelt, ändert nichts an der Betrachtungsweise, da in diesem Falle beides konservative Kraftfelder und durch Ladungen erzeugt werden. Dies wurde für Gleichung (2.31) ausgenutzt. Abschließend sei ein kurzer, nicht streng mathematischer, Beweis für Gleichung (6.23) gezeigt.

$$\nabla^2 \Phi(\underline{r}) = \int \nabla^2 G(\underline{r} - \underline{r}') \cdot \rho(\underline{r}') \cdot dV' = \int -4\pi \delta(\underline{r} - \underline{r}') \cdot \rho(\underline{r}') \cdot dV' = -4\pi \rho(\underline{r})$$

6.5 Bestimmung der Komponenten des Entmagnetisierungstensors

In diesem Abschnitt wird die Herleitung der Gleichung (2.39) zur Bestimmung der Diagonalelemente des Entmagnetisierungstensors eines Rechteckes gezeigt. Dazu wird von der wohlbekannten Gleichung (2.32) für das Potential des Magnetfeldes eines Körpers ausgegangen.

$$\Phi(\underline{r}) = -\frac{1}{4\pi} \nabla \cdot \int \frac{\underline{M}(\underline{r}')}{|\underline{r} - \underline{r}'|} \cdot dV'$$

Um die Lösung zu vereinfachen wird die Annahme gemacht, dass das System vollständig in Richtung der z -Achse magnetisiert ist. Zusätzlich soll die Magnetisierung homogen über den gesamten Körper sein $\underline{M}(\underline{r}') = M \cdot \underline{e}_z$. Des Weiteren wird folgende mathematische Beziehung ausgenutzt.

$$-\nabla \left(\frac{1}{|\underline{r} - \underline{r}'|} \right) = -\frac{\delta}{\delta x} \frac{\delta}{\delta y} \frac{\delta}{\delta z} \left\{ (x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2 \right\}^{-\frac{1}{2}} = \frac{(\underline{r} - \underline{r}')}{|\underline{r} - \underline{r}'|^3}$$

Mit diesen Voraussetzungen lässt sich die Gleichung für das Potential umschreiben.

$$\Phi(\underline{r}) = \frac{M}{4\pi} \int \cdot \frac{\underline{e}_z \cdot (\underline{r} - \underline{r}')}{|\underline{r} - \underline{r}'|^3} \cdot dV' = \frac{M}{4\pi} \int \cdot \frac{(z - z')}{|\underline{r} - \underline{r}'|^3} \cdot dV' \quad (6.24)$$

Die unbestimmten Integrale können mittels der Geometrie des System, welches in Abb. 2.7 beschrieben worden ist, in bestimmte Integrale umgewandelt werden.

$$\Phi(\underline{r}) = \frac{M}{4\pi} \int_{-a}^{+a} dx' \int_{-b}^{+b} dy' \int_{-c}^{+c} dz' \frac{(z - z')}{|\underline{r} - \underline{r}'|^3}$$

Wird nun wieder obige Bedingung ausgenutzt.

$$\Phi(\underline{r}) = \frac{M}{4\pi} \int_{-a}^{+a} dx' \int_{-b}^{+b} dy' \int_{-c}^{+c} dz' \frac{\delta}{\delta z'} \frac{1}{|\underline{r} - \underline{r}'|}$$

Somit lässt sich das Integral nach dz' eliminieren. Dies führt zur folgenden Form des Potentials.

$$\Phi(\underline{r}) = \frac{M}{4\pi} \int_{-a}^{+a} dx' \int_{-b}^{+b} dy' \left\{ \frac{1}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-c)^2}} + \frac{1}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z+c)^2}} \right\} \quad (6.25)$$

Da es sich hier um ein konservatives Feld handelt, gilt Gleichung (2.29) $\underline{H}_d(\underline{r}) = \nabla \Phi(\underline{r})$. Bleibt man außerdem in einem linearen Zusammenhang zwischen Entmagnetisierungsfeld und Magnetisierung (siehe Gleichung (2.35)) $\underline{H}_d(\underline{r}) = -\underline{N}(\underline{r}) \cdot \underline{M}$, findet sich für die Komponenten des Tensors der Ausdruck.

$$N_{xz}(\underline{r}) = -\frac{\delta}{\delta x} \frac{\Phi(\underline{r})}{M} ; N_{yz}(\underline{r}) = -\frac{\delta}{\delta y} \frac{\Phi(\underline{r})}{M} ; N_{zz}(\underline{r}) = -\frac{\delta}{\delta z} \frac{\Phi(\underline{r})}{M}$$

Im Weiteren sollen nur die Diagonalelemente betrachtet werden, da die Nebendiagonalelemente bei geeigneter Wahl des Koordinatensystems den Wert 0 annehmen. Wird die Ableitung gebildet erhält man für die Diagonalkomponente.

$$N_{zz}(\underline{r}) = \frac{1}{4\pi} \int_{-a}^{+a} dx' \int_{-b}^{+b} dy' \left\{ \frac{c - z}{\sqrt[3]{((x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - c)^2)^2}} + \frac{c + z}{\sqrt[3]{((x - x')^2 + (y - y')^2 + (z + c)^2)^2}} \right\}$$

Die nun anschließende Integration über y' kann mittels Maple durchgeführt werden. Auf eine exakte Beschreibung des Ergebnisses sei an dieser Stelle verzichtet. Der erste Summand des Ergebnisses hat die Form.

$$N_{zz}(\underline{r}) \sim \frac{1}{4\pi} \int_{-a}^{+a} dx' \left\{ \frac{c-z}{(x-x')^2 + (z-c)^2} \cdot \frac{b-y}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-b)^2 + (z-c)^2}} + \dots \right\}$$

Für die abschließende Integration über x' wird eine mathematische Eigenschaft ausgenutzt.

$$\frac{q \cdot w}{((x-x')^2 + w^2) \cdot \sqrt{(x-x')^2 + q^2 + w^2}} = \frac{d}{dx'} \operatorname{arccot} \left(\frac{\sqrt{(x-x')^2 + q^2 + w^2} \cdot w}{(x-x') \cdot q} \right)$$

Wenn $w = (c-z), q = (b-y)$ entspricht dies, dem zuvor gezeigten ersten Term von $N_{zz}(\underline{r})$. Wird das Argument im Cotangens abgekürzt durch eine Funktion $f(x, y, z)$, kommt man auf die in dieser Arbeit vorgestellte Form (siehe Gleichung (2.39)) zur Berechnung der Entmagnetisierungskomponenten.

$$f(x, y, z) = \frac{\sqrt{(x-a)^2 + (y-b)^2 + (z-c)^2} \cdot (c-z)}{(a-x) \cdot (b-y)}$$

$$N_{zz}(\underline{r}) \sim \frac{1}{4\pi} \{ \operatorname{arccot}(f(x, y, z)) + \dots \}$$

6.6 Präzessionsterm in der Landau-Lifschitz-Gleichung

Es wird von einer rein klassischen Beschreibung ausgegangen. Dazu stelle man sich einen magnetischen Dipol $\underline{\mu}$ in einem homogene externen Magnetfeld \underline{H}_{ext} vor. Entspricht die Ausrichtung des Dipols nicht der des externen Feldes, wirkt eine Kraft auf die Pole des Dipols. Dies führt solange zu einem Drehmoment bis $\underline{\mu} \parallel \underline{H}_{ext}$.

Wird vorausgesetzt das sich die magnetischen Oberflächenladungsdichte $p^N = -p^S$ an den Polen befinden und einen Abstand \underline{d} von einander haben, bedeutet dies für die Kraft auf diese Pole bzw. gilt ganz allgemein der schon aus der Mechanik bekannte Zusammenhang [Ber74].

$$\underline{F} = p^{N,S} \cdot \mu_0 \underline{H}_{ext}$$

bzw. für das Drehmoment \underline{D}

$$\underline{D} = \underline{r} \times \underline{F}$$

$$|\underline{D}| = 2 \cdot \left(\frac{d}{2} \cdot p \cdot B_{ext} \cdot \sin(\alpha) \right)$$

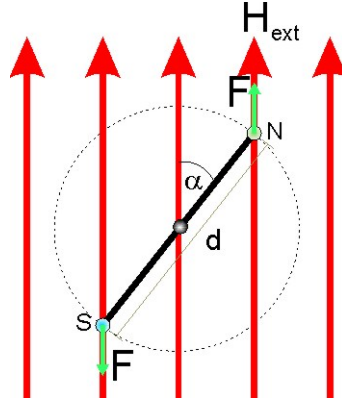


Abbildung 6.3: Ein magnetischer Dipol $\underline{\mu} = p \cdot \underline{d}$ befindet sich unter einem Winkel von α sich in einem externen Magnetfeld \underline{H}_{ext} .

Wird nun noch folgende Definition eines Dipols verwendet $\underline{\mu} = p \cdot \underline{d}$ [Dem02], lässt sich das Drehmoment umschreiben.

$$\underline{D} = \underline{\mu} \times \underline{B}_{ext} \quad (6.26)$$

Daraus kann der Drehimpuls \underline{J} bestimmt werden, in dem die Beziehung $\frac{dJ}{dt} = \underline{D}$ ausgenutzt wird. Des Weiteren wurde in Gleichung (2.5) ein Zusammenhang zwischen magnetischem Moment und Drehimpuls hergestellt $\underline{\mu} = -\gamma \underline{J}$, welches an dieser Stelle Verwendung findet.

$$\frac{dJ}{dt} = -\frac{1}{\gamma} \cdot \frac{d\mu}{dt} = \underline{D} = \underline{\mu} \times \underline{B}_{ext} \quad (6.27)$$

Damit konnte mittels Zusammenhängen aus der klassischen Mechanik die Gleichung (2.8) hergeleitet werden.

6.7 Äquivalenz der Landau-Lifschitz-Gilbert-Gleichung zur Landau-Lifschitz-Gleichung

Es ist durch einfache mathematische Umformungen möglich die Landau-Lifschitz-Gilbert-Gleichung in die Form der Landau-Lifschitz-Gleichung zu transformieren. Zur Erinnerung sei hier noch einmal die LLGG gezeigt (zu finden unter Gleichung (2.11 in Abschnitt 2.4.1).

$$\frac{d\underline{M}}{dt} = -\gamma^* \left(\underline{M} \times \underline{B}_{eff} \right) + \frac{\alpha}{|\underline{M}|} \left(\underline{M} \times \frac{d\underline{M}}{dt} \right)$$

Wird diese Gleichung nun auf beiden Seiten $\times \underline{M}$ erweitert, $\underline{a} \times (\underline{b} \times \underline{c}) = \underline{b}(\underline{a} \cdot \underline{c}) - \underline{c}(\underline{a} \cdot \underline{b})$ angewandt und die Beziehung $\underline{M} \cdot \frac{d\underline{M}}{dt} = 0$ ausgenutzt, erhält man folgende Gleichung.

$$\begin{aligned} \underline{M} \times \frac{d\underline{M}}{dt} &= -\gamma^* \underline{M} \times (\underline{M} \times \underline{B}_{eff}) + \frac{\alpha}{|\underline{M}|} (\underline{M} \times (\underline{M} \times \frac{d\underline{M}}{dt})) \\ &= -\gamma^* \underline{M} \times (\underline{M} \times \underline{B}_{eff}) + \frac{\alpha}{|\underline{M}|} (\underline{M} \cdot (\underline{M} \cdot \frac{d\underline{M}}{dt})) - \alpha |\underline{M}| \cdot \frac{d\underline{M}}{dt} \\ &= -\gamma^* \underline{M} \times (\underline{M} \times \underline{B}_{eff}) - \alpha |\underline{M}| \cdot \frac{d\underline{M}}{dt} \end{aligned}$$

Diese Ergebnis kann nun wieder in die ursprüngliche LLGG eingesetzt werden.

$$\begin{aligned} \frac{d\underline{M}}{dt} + \alpha^2 \cdot \frac{d\underline{M}}{dt} &= -\gamma^* (\underline{M} \times \underline{B}_{eff}) - \frac{\alpha \gamma^*}{|\underline{M}|} (\underline{M} \times (\underline{M} \times \underline{B}_{eff})) \\ \frac{d\underline{M}}{dt} &= -\frac{\gamma^*}{(1 + \alpha^2)} (\underline{M} \times \underline{B}_{eff}) - \frac{\alpha \gamma^*}{(1 + \alpha^2) |\underline{M}|} (\underline{M} \times (\underline{M} \times \underline{B}_{eff})) \end{aligned} \quad (6.28)$$

Gleichung (6.28) hat damit die gleiche Form wie die Landau-Lifschitz-Gleichung (siehe Gleichung (2.10) in Abschnitt 2.4.1). Durch einen Koeffizientenvergleich findet sich der Zusammenhang $\gamma^* = \gamma(1 + \alpha^2)$ und es kann festgestellt werden, dass für $\alpha \ll 1$ beide Gleichungen äquivalent sind. Da alle quantitativen Auswertungen in dieser Arbeit für Systeme mit sehr kleiner Dämpfung ($\alpha = 0.01 \dots 0.005$) gemacht wurden, kann die Landau-Lifschitz-Gleichung verwendet werden.

6.8 Transformation der effektiven Induktion und der LLG in Kugelkoordinaten

Es soll die einfache Herleitung zu Gleichung (2.14) gezeigt werden. Dazu wird zunächst eine Parametrisierung vorgenommen, die aus Abb. 2.3 hervorgeht.

$$M_x = M \cdot \sin(\vartheta) \cdot \cos(\varphi) \quad M_y = M \cdot \sin(\vartheta) \cdot \sin(\varphi) \quad M_z = M \cdot \cos(\vartheta)$$

Hierbei entspricht M dem Betrag der Magnetisierung, ϑ dem Polarwinkel und φ dem Azimutalwinkel. Dies führt zu den folgenden Einheitsvektoren (durch Normierung) in Kugelkoordinaten.

$$\underline{e}_M = \frac{\partial M}{\partial M} \quad \underline{e}_\vartheta = \frac{\partial M}{M \cdot \partial \vartheta} \quad \underline{e}_\varphi = \frac{\partial M}{M \cdot \sin(\vartheta) \partial \varphi}$$

$$\underline{e}_M = \begin{pmatrix} \sin(\vartheta) \cdot \cos(\varphi) \\ \sin(\vartheta) \cdot \sin(\varphi) \\ \cos(\vartheta) \end{pmatrix} \quad \underline{e}_\vartheta = \begin{pmatrix} \cos(\vartheta) \cdot \cos(\varphi) \\ \cos(\vartheta) \cdot \sin(\varphi) \\ -\sin(\vartheta) \end{pmatrix} \quad \underline{e}_\varphi = \begin{pmatrix} -\sin(\varphi) \\ \cos(\varphi) \\ 0 \end{pmatrix}$$

Mit diesem Ausdruck lässt sich jeder beliebige Vektor in Kugelkoordinaten ausdrücken, indem die Projektion auf des Vektors auf die Kugeleinheitsvektoren gebildet wird. Dies kann zum Beispiel für die effektive Induktion \underline{B}_{eff} (gegeben in kartesischen Koordinaten) durchgeführt werden.

$$\underline{B}_{eff} = (B_x^{eff} \cdot \underline{e}_x + B_y^{eff} \cdot \underline{e}_y + B_z^{eff} \cdot \underline{e}_z)$$

$$B_M = \underline{B}_{eff} \cdot \underline{e}_M \quad B_\vartheta = \underline{B}_{eff} \cdot \underline{e}_\vartheta \quad B_\varphi = \underline{B}_{eff} \cdot \underline{e}_\varphi$$

$$\begin{pmatrix} B_M \\ B_\vartheta \\ B_\varphi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} B_x^{eff} \sin(\vartheta) \cos(\varphi) + B_y^{eff} \sin(\vartheta) \sin(\varphi) + B_z^{eff} \cos(\vartheta) \\ B_x^{eff} \cos(\vartheta) \cos(\varphi) + B_y^{eff} \cos(\vartheta) \sin(\varphi) - B_z^{eff} \sin(\vartheta) \\ -B_x^{eff} \sin(\varphi) + B_y^{eff} \cos(\varphi) \end{pmatrix} \quad (6.29)$$

Dies ist genau die Form, die im weiteren Verlauf von Abschnitt 2.4.2 Verwendung findet. Wird die Magnetisierung ebenfalls in Kugelkoordinaten geschrieben, gilt folgendes.

$$\underline{M} = \begin{pmatrix} M_M \\ M_\vartheta \\ M_\varphi \end{pmatrix} = M \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

Im Weiteren wird davon ausgegangen, dass \underline{M} nur eine Funktion von ϑ und φ ist, somit also der Betrag konstant bleibt. Um die LLG in Kugelkoordinaten auszudrücken wird von Gleichung (2.8) ausgegangen. Das totale Differential in dieser Gleichung muss durch partielle Differentiale ersetzt werden.

$$\frac{dM(\vartheta, \varphi)}{dt} = \frac{\partial M}{\partial \vartheta} \cdot \frac{d\vartheta}{dt} + \frac{\partial M}{\partial \varphi} \cdot \frac{d\varphi}{dt}$$

Setzt man nun die Definition der Einheitsvektoren ein, folgt daraus.

$$\frac{dM(\vartheta, \varphi)}{dt} = M \cdot \underline{e}_\vartheta \cdot \dot{\vartheta} + M \cdot \sin(\vartheta) \cdot \underline{e}_\varphi \cdot \dot{\varphi} \quad (6.30)$$

Da sowohl \underline{M} als auch \underline{B}_{eff} in Kugelkoordinaten vorliegen, kann das Kreuzprodukt gewohnt ausgeführt werden.

$$-\gamma \cdot \underline{M} \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} B_M \\ B_\vartheta \\ B_\varphi \end{pmatrix} = -\gamma \left(0 \cdot \underline{e}_M - \underline{M} \cdot B_\varphi \cdot \underline{e}_\vartheta + \underline{M} \cdot B_\vartheta \cdot \underline{e}_\varphi \right) \quad (6.31)$$

Dies liefert die LLG in Kugelkoordinaten, in dem nun die Gleichungen (6.30) und (6.31) verbunden werden.

$$\dot{\vartheta} = \gamma \cdot B_\varphi \quad / \quad \dot{\varphi} \cdot \sin(\vartheta) = -\gamma \cdot B_\vartheta \quad (6.32)$$

6.9 Zusammenhang zwischen freier Energiedichte und effektiver Induktion

Ausgehend von Gleichung (2.16) kann geschrieben werden.

$$-\underline{B}_{eff} \cdot d\underline{M}(\vartheta, \varphi) = -\underline{B}_{eff} \left(\frac{\partial \underline{M}}{\partial \vartheta} \cdot d\vartheta + \frac{\partial \underline{M}}{\partial \varphi} \cdot d\varphi \right) = dF(\vartheta, \varphi)$$

Wird dies nun verglichen mit der Definition des Einheitsvektors und zusammengefasst, erhält man.

$$0 = \left(\frac{\partial F}{\partial \vartheta} + B_\vartheta \cdot M \right) d\vartheta + \left(\frac{\partial F}{\partial \varphi} + B_\varphi M \cdot \sin(\vartheta) \right) d\varphi$$

Diese Gleichung ist nur erfüllt, wenn es entweder keine Auslenkung der Magnetisierung vorliegt $d\vartheta = 0$ und $d\varphi = 0$ oder wenn die Koeffizienten den Wert 0 annehmen, daraus folgt die Beziehung zwischen freier Energiedichte und der effektiven Induktion.

$$\frac{\partial F}{\partial \vartheta} = F_\vartheta = -B_\vartheta M \quad \quad \frac{\partial F}{\partial \varphi} = F_\varphi = -B_\varphi M \cdot \sin(\vartheta) \quad (6.33)$$

6.10 Berechnung der allgemeinen Resonanzbedingung

Dazu wird von Gleichung (2.15) ausgegangen, diese stellte die ungedämpfte LLG in Kugelkoordinaten dar. Im nächsten Schritt wird Gleichung (2.17) dort eingesetzt, um die Induktion durch die freie Energie zu ersetzen.

$$\dot{\vartheta} = -\gamma \cdot \frac{F_\varphi}{M \cdot \sin(\vartheta)}$$

$$\dot{\varphi} \cdot \sin(\vartheta) = \gamma \cdot \frac{F_\vartheta}{M}$$

Nun kann durch Gleichung (2.18) der Ausdruck der freien Energie umgewandelt werden. Es sei nochmals daran erinnert, dass in diesem Schritt z.B. $\vartheta = \vartheta_0 + \delta\vartheta$ mit $\vartheta_0 \gg \delta\vartheta$ definiert wurde. Wobei $\frac{d\vartheta_0}{dt} = 0$ ist, da die Gleichgewichtslage unabhängig von der Zeit ist.

$$\begin{aligned}\delta\dot{\vartheta} &= -\frac{\gamma}{M \cdot \sin(\vartheta_0)} (F_{\varphi\vartheta}\delta\vartheta + F_{\varphi\varphi}\delta\varphi) \\ \delta\dot{\varphi} &= \frac{\gamma}{M \cdot \sin(\vartheta_0)} (F_{\vartheta\vartheta}\delta\vartheta + F_{\vartheta\varphi}\delta\varphi)\end{aligned}$$

Dies ist ein gekoppeltes Differentialgleichungssystem, welches sich mit Hilfe des Determinantenverfahrens lösen lässt. Des Weiteren wird der Lösungsansatz $(\delta\vartheta, \delta\varphi) \sim e^{i\omega t}$ gewählt, da es sich um eine periodische Bewegung (mit der Frequenz $f = \frac{\omega}{2\pi}$) handelt.

$$\begin{aligned}\left(\frac{i\omega M \cdot \sin(\vartheta_0)}{\gamma} + F_{\varphi\vartheta}\right)\delta\vartheta + F_{\varphi\varphi}\delta\varphi &= 0 \\ -F_{\vartheta\vartheta}\delta\vartheta + \left(\frac{i\omega M \cdot \sin(\vartheta_0)}{\gamma} - F_{\vartheta\varphi}\right)\delta\varphi &= 0 \\ \begin{pmatrix} \frac{i\omega M \cdot \sin(\vartheta_0)}{\gamma} + F_{\varphi\vartheta} & F_{\varphi\varphi} \\ -F_{\vartheta\vartheta} & \frac{i\omega M \cdot \sin(\vartheta_0)}{\gamma} - F_{\vartheta\varphi} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \delta\vartheta \\ \delta\varphi \end{pmatrix} &= 0\end{aligned}$$

Um die Gleichung zu erfüllen muss die Determinante dieser 2×2 Matrix den Wert 0 annehmen. Wird diese berechnet, erhält man die Resonanzbedingung (es wird zur Übersichtlichkeit $\frac{i\omega M \cdot \sin(\vartheta_0)}{\gamma} = a$ substituiert).

$$a^2 - aF_{\vartheta\varphi} + aF_{\varphi\vartheta} - F_{\varphi\vartheta}F_{\vartheta\varphi} + F_{\vartheta\vartheta}F_{\varphi\varphi} = 0$$

Da die Reihenfolge der Differentiationen von F beliebig ist, vereinfacht sich die Gleichung zu.

$$a^2 = -F_{\vartheta\vartheta}F_{\varphi\varphi} + (F_{\vartheta\varphi})^2$$

Wird dies resubstituiert und nach ω umgestellt, erhält man die wohl bekannte Resonanzbedingung.

$$\omega_{res} = \frac{\gamma}{M \cdot \sin(\vartheta_0)} \sqrt{F_{\vartheta\vartheta} \cdot F_{\varphi\varphi} - (F_{\vartheta\varphi})^2} \quad (6.34)$$

6.11 Lösung der LLG

Der Weg zur Lösung ist in der Literatur zu finden [Von66, Lin03]. Wie zuvor in Abschnitt 6.10 wird der Betrag der Magnetisierung konstant angenommen und man geht von einer periodischen Bewegung. Dies liefert den Ansatz $\underline{M}(t) \sim e^{i\omega t}$, weiterhin wird die Magnetisierung in eine statische (mit M bezeichnet) und eine dynamische Komponente

(m) aufgespalten. Es wird zunächst ein System betrachtet, dass ungedämpft $\alpha = 0$ ist, in dem keine Anregung existiert $\underline{b} = 0$. Die effektive Induktion hat die Form $\underline{B}_{eff} = B_z \cdot \underline{e}_z$ und der statische Teil der Magnetisierung soll parallel zur Induktion ausgerichtet sein, wobei gelten soll $M_z \gg m_{x,y,z}$. Wird dies in die LLG (Gleichung (2.11)) eingesetzt erhält man folgendes.

$$\underline{M}(t) = \begin{pmatrix} m_x \\ m_y \\ M_z + m_z \end{pmatrix} e^{i\omega t} \implies \begin{aligned} i\omega m_x &= -\gamma B_z \\ i\omega m_y &= \gamma B_z \\ i\omega m_z &= 0 \end{aligned}$$

Aus diesem Gleichungssystem folgt sofort das $m_z = 0$ und die Beziehung $\omega_0 = \gamma B_z$ ist. Des Weiteren kann eine explizite zeitliche Entwicklung für die Magnetisierung aufgestellt werden.

$$\underline{M} = \begin{pmatrix} m_x \\ \frac{m_x}{i} \\ M_z \end{pmatrix} (\cos(\omega_0 t) + i \cdot \sin(\omega_0 t)) = \text{Re}(\underline{M}) = \begin{pmatrix} m_x \cos(\omega_0 t) \\ m_x \sin(\omega_0 t) \\ M_z \end{pmatrix}$$

Die Magnetisierung beschreibt also eine Kreisbahn genau, wie es in Abb. 2.1 dargestellt ist. Wird nun dem System eine Dämpfung und eine Mikrowelle hinzugefügt, ist dies der wesentlich allgemeinere Fall. Für die weitere Rechnung wird die Annahme gemacht, dass das Produkt von m_i und b_j zu vernachlässigen ist, da in der Grundannahme beide Komponenten als sehr klein gewählt wurden. Es wird analog zur vorherigen Betrachtung vorgegangen.

$$\begin{pmatrix} i\omega m_x \\ i\omega m_y \\ 0 \end{pmatrix} = -\gamma \left(\begin{pmatrix} m_x \\ m_y \\ M_z \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} b_x \\ b_y \\ b_z + B_z \end{pmatrix} \right) + \frac{\alpha}{M_z} \left(\begin{pmatrix} m_x \\ m_y \\ M_z \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} i\omega m_x \\ i\omega m_y \\ 0 \end{pmatrix} \right)$$

$$\begin{aligned} i\omega m_x &= -\gamma B_z m_y + \gamma M_z b_y - i\omega \alpha m_y \\ i\omega m_y &= \gamma B_z m_x + \gamma M_z b_x - i\omega \alpha m_x \\ 0 &= 0 \end{aligned}$$

Wird nun obige Beziehung ausgenutzt und das Gleichungssystem umgestellt.

$$\begin{pmatrix} m_x \\ m_y \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \chi_{xx} & \chi_{xy} & 0 \\ -\chi_{yx} & \chi_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} b_x \\ b_y \\ b_z \end{pmatrix}$$

Auf Grund der Übersichtlichkeit ist dabei eine Substitution vorgenommen worden.

$$\chi_{ii} = \frac{(\omega_0 + i\omega\alpha) \gamma M_z}{(\omega_0 + i\omega\alpha)^2 - \omega^2} \quad \text{und} \quad \chi_{ij} = \frac{\gamma M_z i\omega}{(\omega_0 + i\omega\alpha)^2 - \omega^2}$$

Die Gleichung hat die typische Form einer Suszeptibilität $\underline{m} = \underline{\chi} \cdot \underline{b}$, da es sich bei der Anregung um Mikrowellenstrahlung handelt, wird $\underline{\chi}$ auch Hochfrequenzsuszeptibilitätstensor genannt. Da $\underline{\chi}$ eine komplexe Größe darstellt, ist es sinnvoll die Komponenten in Real bzw. Imaginärteil aufzuspalten. Da im Weiteren nur noch die Diagonalelemente von entscheidender Bedeutung sind, beschränkt sich weitere Rechnung nur auf diese. Um die Gleichung übersichtlicher zu gestalten wird eine Substitution eingeführt $(\omega_0 + i\omega\alpha)^2 - \omega^2 = \omega_0^2 - \omega^2 - (\alpha\omega)^2 + i \cdot 2\omega_0\omega\alpha = b + i \cdot 2\omega_0\omega\alpha$

$$\chi_{ii} = \frac{(\omega_0 + i\omega\alpha) \gamma M_z}{b + i \cdot 2\omega_0\omega\alpha} \cdot \left(\frac{b - i \cdot 2\omega_0\omega\alpha}{b - i \cdot 2\omega_0\omega\alpha} \right)$$

Wird diese Rechnung durchgeführt, erhält man für die Diagonalelemente den Ausdruck.

$$\chi_{ii} = \frac{\omega_0 \gamma M_z (\omega_0^2 - \omega^2) + \omega_0 \gamma M_z \omega^2 \alpha^2}{(\omega_0^2 - \omega^2 (1 + \alpha^2))^2 + 4 (\omega_0 \omega \alpha)^2} - i \cdot \frac{\gamma M_z \omega \alpha (\omega_0^2 + \omega^2 (1 + \alpha^2))}{(\omega_0^2 - \omega^2 (1 + \alpha^2))^2 + 4 (\omega_0 \omega \alpha)^2} \quad (6.35)$$

Analog lassen sich so auch die Nebendiagonalelemente berechnen, damit ist es möglich die dynamische Komponente der Magnetisierung zu bestimmen.

6.12 Poynting'sche Energieerhaltung

In der Literatur findet sich für die Beschreibung der Energieerhaltung durch den Poynting'schen Satz der Ausdruck.

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\underline{J} \cdot \underline{E} - \nabla \underline{S}$$

Dabei ist \underline{S} der Poynting Vektor, der die Energiestromdichte wiedergibt. \underline{E} ist eine elektrische Feldstärke und \underline{J} eine Stromdichte. $\frac{\partial u}{\partial t}$ gibt die Änderung der in einem System vorhanden elektromagnetischen Energiedichte an. Diese Größe entspricht also einer Leistungsdichte eines elektromagnetischen Feldes. Wird vorausgesetzt, dass alle Felder eine periodische Zeitabhängigkeit besitzen ($\underline{E}, \underline{B}, \dots \sim e^{i\omega t}$ es werden Großbuchstaben verwendet, um nicht mit den Einheitsvektoren in Konflikt zu geraten) kann diese Leistungsdichte explizit angegeben werden. In diesem Fall gilt dann.

$$P = 2i\omega (w_e - w_m)$$

w_e und w_m sind die Energiedichten $w_e = \frac{1}{4} \underline{E} \cdot \underline{D}^*$ bzw. $w_m = \frac{1}{4} \underline{B} \cdot \underline{H}^*$ für das elektrische bzw. magnetische Feld. Aus den Maxwellgleichungen für Materie folgen die Zusammenhänge.

$$\underline{D} = \underline{\epsilon} \cdot \underline{E} = \epsilon_0 \underline{\epsilon_r} \cdot \underline{E}$$

$$\underline{B} = \underline{\mu} \cdot \underline{H} = \mu_0 \cdot \underline{\mu_r} \cdot \underline{H} = \mu_0 (\underline{\chi} + \underline{1}) \cdot \underline{H}$$

Mit den Größe $\underline{\underline{\mu_r}}$ wird der magnetische Permeabilitätstensor bezeichnet und $\underline{\underline{\epsilon}}$ entspricht dem Dielektrizitätstensor. Da das Probensystem sich idealerweise an einem Ort befindet, an dem keine elektrische Feldstärke $\underline{E} = 0$ herrscht. Um die Gleichung zu vereinfachen sei weiterhin angenommen, dass das magnetische Feld nur in eine Raumrichtung orientiert ist $\underline{H} = H \cdot \underline{e_x}$.

$$P = -2i\omega w_m = -\frac{1}{2}i\omega \underline{B} \cdot \underline{H}^* = -\frac{1}{2}i\omega\mu_0 \left((\underline{\chi} + \underline{1}) \cdot \underline{H} \right) \cdot \underline{H}^*$$

$$P = -\frac{1}{2}i\omega\mu_0 (\chi_{xx} + 1) \cdot H^2$$

Geht man im Weiteren von einer komplexen Suszeptibilität aus, wie auch zuvor in Abschnitt 6.11 und wird gefordert, dass die Leistungsdichte eine reelle Größe ist (diese Annahme ist legitim, da es sich um Messgröße handelt), folgt für die Leistungsdichte.

$$P = \text{Re} \left(-\frac{1}{2}i\omega\mu_0 (\chi'_{xx} - i\chi''_{xx} + 1) \cdot H^2 \right) = \frac{1}{2}\omega\mu_0\chi''_{xx}H^2$$

Somit kann der Imaginärteil χ'' von als diejenige Energie identifiziert werden, die während einer Periodendauer in Resonanz vom System absorbiert wird. Werden linear polarisierte Mikrowellen benutzt, so ist die Absorption durch die Diagonalelemente des Tensor bestimmt.

6.13 Umformung von χ'' in eine Lorentzfunktion

Eine Idee zur Vorgehensweise ist in der Literatur zu finden unter [Mec07]. Um diese Umformung zu zeigen wird von der Formulierung von χ'' ausgegangen, wie sie in Gleichung (2.23) zu finden ist. Diese in die Form von Gleichung (2.24) gebracht werden.

$$\chi''_{xx} = \frac{\gamma M_z \omega \alpha (\omega_0^2 + \omega^2 (1 + \alpha^2))}{(\omega_0^2 - \omega^2 (1 + \alpha^2))^2 + 4(\omega_0 \omega \alpha)^2} \quad f(x) = \frac{b}{(x - t)^2 + b^2}$$

Mit der Voraussetzung von geringer Dämpfung $\alpha \ll 1$ und Einschränkung des Betrachtungsbereiches um die Resonanzposition $|\omega_0 - \omega| \ll \omega_0 \Rightarrow \omega \sim \omega_0$ vereinfacht sich die Funktion zu.

$$\chi''_{xx} = \frac{2\gamma M_z \omega_0^3 \alpha}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\omega_0^4 \alpha^2}$$

In einem weiteren Schritt müssen die Potenzen von ω_0 angepaßt werden.

$$\chi''_{xx} = \frac{\omega_0^2}{\omega_0^2} \cdot \frac{2\gamma M_z \omega_0 \alpha}{\left(\omega_0 - \frac{\omega^2}{\omega_0}\right)^2 + 4\omega_0^2 \alpha^2}$$

Um alle Normierungsfaktoren nur in der Amplitude der Funktion vorzufinden, muss die 4 im zweiten Term des Nenners eliminiert werden. Dazu wird eine Konsequenz aus obiger Annahme ausgenutzt $(\omega_0 - \omega)^2 \sim 0$.

$$\chi''_{xx} = \frac{2\gamma M_z \omega_0 \alpha}{(\omega_0 - \omega)^2 + 4\omega_0^2 \alpha^2 + 3(\omega_0 - \omega)^2} = \frac{\gamma M_z}{2} \cdot \frac{\omega_0 \alpha}{(\omega_0 - \omega)^2 + (\omega_0 \alpha)^2}$$

Die so gefundene Funktion entspricht genau der mathematischen Beschreibung einer Lorentzkurve.

6.14 Bestimmung der Resonanzlinienbreite

Zunächst wird der Wert für χ'' im Resonanzmaximum bestimmt. Dieses liegt vor, wenn für die Frequenz gilt $\omega = \omega_0$. Wird dies in Gleichung (2.25) eingesetzt, erhält man :

$$\chi''_{xx,max} = \frac{\gamma M_z}{2\omega_0 \alpha}$$

Da die Linienbreite für die halbe Höhe des Resonanzmaximum gesucht ist, folgt daraus für Gleichung (2.25) :

$$\frac{\gamma M_z}{4\omega_0 \alpha} = \frac{\gamma M_z}{2} \cdot \frac{\omega_0 \alpha}{(\omega_0 - \omega)^2 + (\omega_0 \alpha)^2}$$

Durch weiter Umformung erhält man :

$$\frac{1}{2(\omega_0 \alpha)^2} = \frac{1}{(\omega_0 - \omega)^2 + (\omega_0 \alpha)^2}$$

$$\omega = \omega_0 \pm \omega_0 \alpha$$

Somit weichen die Positionen, an denen die Resonanzkurve die halbe Höhe aufweist, um $\pm \omega_0 \alpha$ von der Position des Resonanzmaximum ab. Daher ist die Linienbreite der Resonanzkurve gegeben durch :

$$\Delta\omega = 2\omega_0 \alpha$$

6.15 Relative Längenänderungen auf Grund von Magnetostriktion

Bevor es in diesem Abschnitt mit der Betrachtung der freien Energiedichte begonnen wird, soll zunächst eine kurze Einführung in die später verwendete relative Längenänderung gegeben werden. Wobei ausschließlich nur kleine Längenänderungen vorkommen

sollen, so dass das System sich stets im linearen Bereich befindet. Dazu ist in folgender Abbildung ein kubisches System ohne jegliche Verspannung gezeigt.

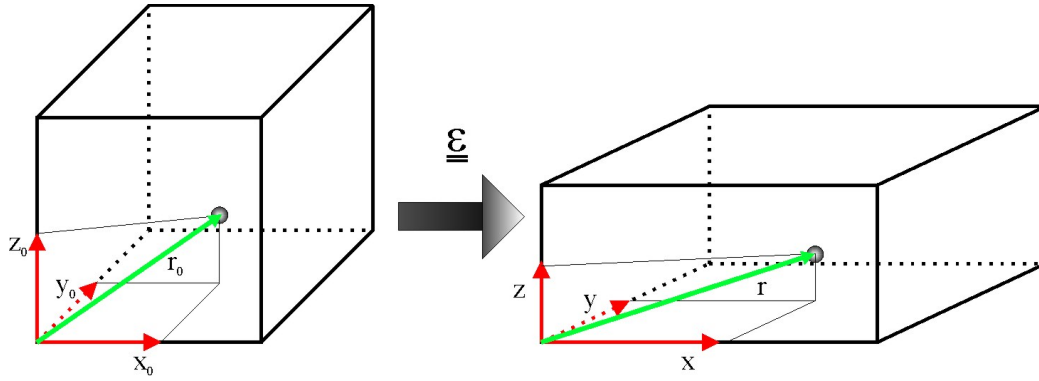


Abbildung 6.4: Es ist auf der linken Seite ein kubisches System dargestellt, in dem ein fester Punkt P den Ortsvektor \underline{r}_0 hat. Wirkt eine Verspannung auf dieses System ändert sich auch der Ortsvektor $\underline{r}_0 \rightarrow \underline{r}$.

Dort hat ein Punkt P den Ortsvektor \underline{r}_0 . Analog zum in Abschnitt 2.6.2 eingeführten Richtungskosinus kann auch der Ortsvektor damit beschrieben werden.

$$\beta_i = \frac{\underline{r}_0}{|\underline{r}_0|} \cdot \underline{e}_i \quad (6.36)$$

Wird im Weiteren auf das kubische System eine Verspannung ausgeübt, verformt es sich das gesamte System und für den neuen Ortsvektor gilt dann.

$$\underline{r} = \begin{pmatrix} x_0 + \varepsilon_{xx} \cdot x_0 + \varepsilon_{xy} \cdot y_0 + \varepsilon_{xz} \cdot z_0 \\ y_0 + \varepsilon_{yx} \cdot x_0 + \varepsilon_{yy} \cdot y_0 + \varepsilon_{yz} \cdot z_0 \\ z_0 + \varepsilon_{zx} \cdot x_0 + \varepsilon_{zy} \cdot y_0 + \varepsilon_{zz} \cdot z_0 \end{pmatrix}$$

Oder durch Anwendung des vorher definierten Richtungskosinus

$$\underline{r} = |\underline{r}_0| \begin{pmatrix} \beta_x + \sum_{i=x,y,z} \varepsilon_{xi} \beta_i \\ \beta_y + \sum_{i=x,y,z} \varepsilon_{yi} \beta_i \\ \beta_z + \sum_{i=x,y,z} \varepsilon_{zi} \beta_i \end{pmatrix}$$

Es wird ja ein Ausdruck für eine relative Längenänderung gesucht, daher sind nur die Beträge der Vektoren von Interesse. Des Weiteren soll die Verspannung klein sein, so

dass Terme zweiter Ordnung von ε keine Berücksichtigung finden. Außerdem wird die Definition des Richtungskosinus, als eine auf 1 normierte Größe, ausgenutzt.

$$\begin{aligned}\beta_x^2 + \beta_y^2 + \beta_z^2 &= 1^2 \\ |r| &= \sqrt{|r_0|^2 \sum_{j=x,y,z} \left(\beta_j + \sum_{i=x,y,z} \varepsilon_{ji} \beta_i \right)^2} \approx |r_0| \cdot \sqrt{1 + \sum_{j,i=x,y,z} 2\varepsilon_{ji} \beta_i \beta_j} \\ &\approx |r_0| \left(1 + \sum_{j,i=x,y,z} \varepsilon_{ji} \beta_i \beta_j \right)\end{aligned}$$

Als ein weiteres Resultat der Forderung eines kleinen Verspannung ist auch eine Taylorentwicklung der Summation durchgeführt worden $(1+x)^{1/2} = 1 + \frac{1}{2}x + \dots$ [Bro01]. Mit diesem Ansatz kann die relative Längenänderung beschrieben werden, so wie sie auch in Gleichung (2.45).

$$\lambda = \frac{|r| - |r_0|}{|r_0|} = \sum_{j,i=x,y,z} \varepsilon_{ji} \beta_i \beta_j \quad (6.37)$$

Diese Beziehung findet im weiteren Verlauf des Abschnittes noch Anwendung. Nun wird sich mit einer energetischen Betrachtungsweise der Magnetostriktion beschäftigt, um den Übergang von einer anisotropen zu einer isotropen Magnetostriktion zu zeigen. Dabei wird von den Gleichungen (2.43) und (2.44) für die magnetoelastische und elastische Energie eines Systems ausgegangen. Beschreibt man die Gesamtenergie des System mittels dieser beiden Energie und sucht nach einem Minimum, finden sich die Bestimmungsgleichungen.

$$\begin{aligned}\frac{\delta F}{\delta \varepsilon_{xx}} &= B_1 \left(\alpha_x^2 - \frac{1}{3} \right) + c_{11} \cdot \varepsilon_{xx} + c_{12} (\varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}) = 0 \\ \frac{\delta F}{\delta \varepsilon_{yy}} &= B_1 \left(\alpha_y^2 - \frac{1}{3} \right) + c_{11} \cdot \varepsilon_{yy} + c_{12} (\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{zz}) = 0 \\ \frac{\delta F}{\delta \varepsilon_{zz}} &= B_1 \left(\alpha_z^2 - \frac{1}{3} \right) + c_{11} \cdot \varepsilon_{zz} + c_{12} (\varepsilon_{yy} + \varepsilon_{xx}) = 0 \\ \frac{\delta F}{\delta \varepsilon_{xy}} &= B_2 \cdot \alpha_x \alpha_y + c_{44} \cdot \varepsilon_{xy} = 0 \\ \frac{\delta F}{\delta \varepsilon_{yz}} &= B_2 \cdot \alpha_y \alpha_z + c_{44} \cdot \varepsilon_{yz} = 0 \\ \frac{\delta F}{\delta \varepsilon_{xz}} &= B_2 \cdot \alpha_x \alpha_z + c_{44} \cdot \varepsilon_{xz} = 0\end{aligned}$$

Die Lösung der letzten drei Gleichungen ist trivial, sie haben alle die folgende Form.

$$\varepsilon_{ij} = -\frac{B_2}{c_{44}} \cdot \alpha_i \alpha_j \quad (6.38)$$

Die übrigen drei Lösungen sind nicht einfach ersichtlich und im Weiteren soll am Beispiel von ε_{xx} (erste Gleichung) der Lösungsweg skizziert werden. Zunächst ist diese Gleichung abhängig von drei Komponenten von $\underline{\underline{\varepsilon}}$. Daher werden die anderen beiden Gleichungen zur jeweiligen Komponente $\varepsilon_{yy}, \varepsilon_{zz}$ umgestellt und in die erste Gleichung eingesetzt. Um die Übersicht zu wahren wird noch eine Substitution vorgenommen.

$$B_1(\alpha_x^2 - \frac{1}{3}) + c_{11} \cdot \varepsilon_{xx} + c_{12}(\varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}) = 0 \longrightarrow B \cdot A1 + c1 \cdot x + c2 \cdot (y + z)$$

Ersetzt man in der ersten Gleichung alle anderen Komponenten von $\underline{\underline{\varepsilon}}$ folgt für die Lösung.

$$\varepsilon_{xx} = -\frac{B \cdot (c1 \cdot A1 - c2 \cdot A2 - c2 \cdot A3 + c2 \cdot A1)}{c1^2 + c1 \cdot c2 - 2 \cdot c2^2}$$

Diese doch noch sehr unübersichtliche Form lässt sich jedoch noch vereinfachen, indem man den Nenner umformt und zum Zähler $-c2 \cdot A1 + c2 \cdot A1 = 0$ addiert.

$$\varepsilon_{xx} = -\frac{B \cdot (c1 \cdot A1 - c2 \cdot A2 - c2 \cdot A3 + c2 \cdot A1 - \mathbf{c2} \cdot \mathbf{A1} + \mathbf{c2} \cdot \mathbf{A1})}{(c1 - c2) \cdot (c1 + 2c2)}$$

Im nächsten Schritt wird, wie schon zuvor, die Tatsache ausgenutzt, dass der Richtungskosinus auf 1 normierte ist.

$$A1 + A2 + A3 = \alpha_x^2 + \alpha_y^2 + \alpha_z^2 - 1 = 0$$

Wird nun diese Beziehung auf den Ausdruck für ε_{xx} angewandt.

$$\varepsilon_{xx} = -\frac{B \cdot (-c2(A1 + A2 + A3) + A1 \cdot (c1 + 2c2))}{(c1 - c2) \cdot (c1 + 2c2)} = \frac{B \cdot A1}{(c2 - c1)}$$

Somit findet sich für die Lösung der ersten drei Gleichungen der folgende Zusammenhang.

$$\varepsilon_{ii} = \frac{B_1}{(c_{12} - c_{11})} \cdot \left(\alpha_i^2 - \frac{1}{3} \right) \quad (6.39)$$

Gleichung (6.37) beschreibt die relative Längenänderung eines Systems und beinhaltet dabei alle Komponenten von $\underline{\underline{\varepsilon}}$. Da nun die Möglichkeit besteht, die gefundenen

Formulierungen dieser Komponenten in die Gleichung einzusetzen, kann eine relative Längenänderung in jeder beliebigen Richtung berechnet werden.

$$\lambda = \frac{B_1}{(c_{12}-c_{11})} \cdot \left(\alpha_x^2 \beta_x^2 + \alpha_y^2 \beta_y^2 + \alpha_z^2 \beta_z^2 - \frac{1}{3} \right) - \frac{B_2}{c_{44}} \cdot (\alpha_x \alpha_y \beta_x \beta_y + \alpha_y \alpha_z \beta_y \beta_z + \alpha_x \alpha_z \beta_x \beta_z) \quad (6.40)$$

Die beiden Koeffizienten, denen ihre physikalische Bedeutung nicht anzusehen ist, lassen sich noch geschickt umformen. Dazu werden Kombinationen von α , β gewählt, um jeweils einen der Koeffizienten zu eliminieren.

$$\alpha_x = \beta_x = 1 \quad / \quad \alpha_y = \beta_y = \alpha_z = \beta_z = 0$$

$$\lambda_{[100]} = \frac{2 \cdot B_1}{3 \cdot (c_{12} - c_{11})}$$

$$\alpha_x = \beta_x = \alpha_y = \beta_y = \alpha_z = \beta_z = \frac{1}{\sqrt{3}}$$

$$\lambda_{[111]} = -\frac{B_2}{3 \cdot c_{44}}$$

Die Koeffizienten können daher als eine relative Längenänderung entlang einer Würfelkanten $\lambda_{[100]}$ und der Würfeldiagonalen $\lambda_{[111]}$ gesehen werden. Es sei an dieser Stelle kurz erwähnt, dass der Wert $\frac{1}{\sqrt{3}}$ für die Würfeldiagonalen durch die Normierung des Richtungskosinus zustande kommt. Durch einfaches einsetzen in Gleichung (6.40) lässt sich nun auch die relative Längenänderung in die Richtung $[110]$ bestimmen.

$$\alpha_x = \beta_x = \alpha_y = \beta_y = \frac{1}{\sqrt{2}} \quad / \quad \alpha_z = \beta_z = 0$$

$$\lambda_{[110]} = \frac{1}{4} \lambda_{[100]} + \frac{3}{4} \lambda_{[111]} \quad (6.41)$$

Somit lässt sich die relative Längenänderungen in $[110]$ nicht linear unabhängig und lässt sich als eine Linearkombination ausdrücken.

Angenommen die Magnetostriktion ist isotrop in alle Raumrichtungen, dann folgt daraus $\lambda_{[100]} = \lambda_{[111]} = \lambda_s$.

$$\begin{aligned} \lambda &= \frac{3}{2} \lambda_s \left(\alpha_x^2 \beta_x^2 + \alpha_y^2 \beta_y^2 + \alpha_z^2 \beta_z^2 - \frac{1}{3} \right) + 3 \lambda_s (\alpha_x \alpha_y \beta_x \beta_y + \alpha_y \alpha_z \beta_y \beta_z + \alpha_x \alpha_z \beta_x \beta_z) \\ &= \frac{3}{2} \lambda_s \left((\alpha_x \beta_x + \alpha_y \beta_y + \alpha_z \beta_z)^2 - \frac{1}{3} \right) \\ &= \frac{3}{2} \lambda_s \left(\cos^2(\Phi) - \frac{1}{3} \right) \end{aligned}$$

Für die letzte Umformung wurde ausgenutzt, dass innerhalb der zweiten Klammer das Skalarprodukt der beiden Richtungskosinus steht. Daher bezeichnet Φ den Winkel zwischen der Lage der Magnetisierung und der Richtung in der die relative Längenausdehnung bestimmt wird.

6.16 Inverse Magnetostriktion

Um den Effekt der inversen Magnetostriktion zu beschreiben, muss auf einen ferromagnetischen Körper eine äußere Kraft ausgeübt werden, die zu einer Verzerrung des Körpers führt. Diese Kraft lässt sich als ein Druck $\underline{\sigma}$ auf den Körper beschreiben, wobei der Druck eine tensorielle Größe darstellt. Um die magnetoelastische Energiedichte der inversen Magnetostriktion zu bestimmen, wird $\underline{\varepsilon}$ in Gleichung (2.46) durch $\sigma_{ij} = c_{ijkl} \cdot \varepsilon_{kl}$ ersetzt und eine ähnliche Rechnung wie zum Erhalt von Gleichung (2.47) durchgeführt.

$$F_{magnet} = -\frac{3}{2}\lambda_{[100]}\sigma \left(\alpha_x^2 \cdot \gamma_x^2 + \alpha_y^2 \cdot \gamma_y^2 + \alpha_z^2 \cdot \gamma_z^2 - \frac{1}{3} \right) - 3\lambda_{[111]}\sigma (\alpha_x \cdot \alpha_y \cdot \gamma_x \cdot \gamma_y + \alpha_y \cdot \alpha_z \cdot \gamma_y \cdot \gamma_z + \alpha_x \cdot \alpha_z \cdot \gamma_x \cdot \gamma_z) \quad (6.42)$$

Die Komponenten γ_i geben den Richtungskosinus des Drucks an. Analog dazu gilt für eine isotrope Magnetostriktionskonstante.

$$F_{magnet} = -\frac{3}{2}\lambda_s\sigma \cdot \left(\cos^2(\Phi) - \frac{1}{3} \right) \quad (6.43)$$

Ist zum Beispiel der Winkel zwischen der Magnetisierung und dem ausgeübten Druck $\Phi = 0^\circ$, wird diese Ausrichtung der Magnetisierung im Falle des $CoFe_2O_4$ energetisch mit zunehmenden Druck ($\sigma < 0$) immer günstiger ($\lambda_s < 0$).

6.17 Energie austauschgekoppelter Spinwellen

Um die Energie einer austauschgekoppelten Spinwelle zu berechnen, gibt es in der Literatur viele Ansätze. Für den hier gezeigten Lösungsweg wurde im wesentlichen [Kit02, Pra09] verwendet. Es wird sich bei der Lösung auf einen semi-klassischen Ansatz beschränkt, wobei dieser das gleiche Ergebnis liefert, wie die quantenmechanische Lösung [Pra09]. Da der Öffnungswinkel β der Präzession für die unterschiedlichen Spinwellen gleichgroß ist, wird die Energie einer Spinwelle ausschließlich durch die Austauschenergie bestimmt. Als Grundlage zur Beschreibung der Energie dient daher

die Gleichung (2.2) , wobei nochmals darauf hingewiesen wird, dass die Spinoperatoren durch klassische Vektoren ersetzt worden sind.

$$E_{ex} = -2 \cdot \sum_{i < j}^N J \cdot \underline{S}_i \cdot \underline{S}_j$$

Ausgehend von einer linearen Spinkette (wie sie auch in Abb. 2.13), wird die Austauschenergie betrachtet, die der Spin im Bezug auf seine direkten Nachbarn besitzt. Für diesen Ansatz wird die Summe nicht mehr benötigt und für die Austauschenergie des Momentes an der Stelle i gilt.

$$E_{ex} = 2 \cdot J \cdot \underline{S}_{i-1} \cdot \underline{S}_i + 2 \cdot J \cdot \underline{S}_i \cdot \underline{S}_{i+1} = \underline{S}_i \cdot (2J \cdot (\underline{S}_{i-1} + \underline{S}_{i+1}))$$

Der Spin lässt sich ebenfalls als ein Drehimpuls schreiben, denn dass sind die Eigenwerte des Spinoperators, der auf einen Spinzustand angewandt wird $\hat{S}_z | \chi \rangle = \hbar \cdot m_s | \chi \rangle$, oder klassisch ausgedrückt ist der Drehimpuls eines Spinmomentes gegeben durch $\hbar \cdot \underline{S}_i$. Weiterhin kann einem Drehimpuls ein magnetisches Moment zugeordnet werden $\underline{\mu}_i = -g\mu_B \underline{S}_i$ (siehe Gleichung (2.4)), welches sich im Austauschfeld \underline{B}_{ex} seiner nächsten Nachbarn befindet. Bei klassischer Betrachtungsweise gilt, wie auch schon bei der Herleitung des Präzessionsterms der LLG (siehe auch Gleichung (6.27), dass eine zeitliche Ableitung des Drehimpulses einem Drehmoment entspricht.

$$\hbar \cdot \frac{d\underline{S}_i}{dt} = \underline{\mu}_i \times \underline{B}_{ex} \implies \dot{\underline{S}}_i = \frac{2J}{\hbar} (\underline{S}_i \times \underline{S}_{i-1} + \underline{S}_i \times \underline{S}_{i+1})$$

Durch die Kreuzprodukte resultieren drei gekoppelte Gleichungen für die Lösung des Gleichungssystems. Um diese zu entkoppeln, muss die Annahme gemacht werden, dass die dynamische Komponente sehr klein gegenüber der statischen ist $S^x, S^y \ll S^z$. Außerdem ist die statische Komponente aller Spins identisch $S^z = S$.

$$\begin{aligned} \dot{S}_i^x &= \frac{2J}{\hbar} (2S_i^y \cdot S - S \cdot S_{i-1}^y - S \cdot S_{i+1}^y) \\ \dot{S}_i^y &= \frac{2J}{\hbar} (-2S_i^x \cdot S + S \cdot S_{i-1}^x + S \cdot S_{i+1}^x) \\ \dot{S}_i^z &= 0 \end{aligned}$$

Da die Lösung zur Beschreibung der Spinwellen eine periodische Funktion sein soll, wird eine Exponentialfunktion als Lösungsansatz gewählt, wobei davon ausgegangen wird, dass der Abstand zwischen zwei Spins a beträgt.

$$S^{x,y} = q, w \cdot e^{i \cdot (n \cdot k \cdot a - \omega \cdot t)}$$

Einsetzen des Lösungsansatzes liefert.

$$\begin{aligned} -i\omega q - w \cdot \frac{2J}{\hbar} S \left(2 - e^{-ika} - e^{ika} \right) &= 0 \\ q \cdot \frac{2J}{\hbar} S \left(2 - e^{-ika} - e^{ika} \right) - i\omega w &= 0 \end{aligned}$$

Dieses Gleichungssystem ist unter zwei verschiedenen Annahmen lösbar. Zum einen sind die Gleichungen erfüllt, falls die Amplituden der dynamischen Komponente $q, w = 0$ verschwindend sind, wobei dies eine triviale Lösung darstellt. Die weitaus zielführendere Annahme ist, dass die Determinante des Systems den Wert 0 annimmt. Mittels dieser Forderung gelangt man zur Dispersionsrelation austauschgekoppelter Spinwellen.

$$-\omega^2 = - \left(\frac{2J}{\hbar} S \left(2 - 2 \left(\frac{e^{-ika} + e^{ika}}{2} \right) \right) \right)^2 = - \left(\frac{4J}{\hbar} S (1 - \cos(k \cdot a)) \right)^2$$

Ist die Verkipfung zwischen benachbarten Spins klein, also ist die Wellenlänge des Magnons groß gegenüber dem Abstand a , dann kann der Kosinus durch eine Taylorentwicklung genähert werden, die nach dem linearen Glied abgebrochen wird.

$$\omega = \frac{2J \cdot S \cdot a^2}{\hbar} \cdot k^2 \quad (6.44)$$

Wird der Spin nur durch ein Elektron $S = \frac{1}{2}$ hervorgerufen, ändert sich zwar der Vorfaktor, jedoch bleibt stets die Proportionalität $\omega \sim k^2$.

6.18 Dispersionsrelation dipolar gekoppelter Spinwellen

In diesem Abschnitt wird die Dispersionsrelation für dipolar gekoppelter Spinwellen in unendlich ausgedehnten Filmen hergeleitet. Der Vorteil solch einer Annahme ist, dass nur zwei Grenzflächen des Systems existieren, die für die spätere Randbedingungen von Bedeutung sind. Die Berechnungen für Systeme mit mehreren eingeschränkten Dimensionen kann analog durchgeführt werden, ist nur wesentlich aufwendiger. Da die Ergebnisse jedoch qualitativ identisch sind, beschränkt sich diese Arbeit auf eine analytische Lösung der Dispersionsrelation für Filme. Größtenteils wurde die Berechnung von D. Mills durchgeführt [Mil09]. Die Geometrie des Systems zeigt die folgende Abb. 6.5.

Ein externes Feld H_{ext} sei genau so groß, dass das System in Richtung des Feldes gesättigt ist $H_{ext} \parallel M$. Es kann daher von einer homogenen Magnetisierung innerhalb des Films ausgegangen werden. Da wie auch bei den austauschgekoppelten Wellen eine periodische Lösung bzw. Beschreibung gesucht ist, wird bei diesem Problem ebenfalls ein exponentieller Lösungsansatz gewählt $\sim e^{i(\underline{k} \cdot \underline{r} - \omega \cdot t)}$. Ebenso wird auch die Magnetisierung bzw. das effektive Magnetfeld in eine statische und dynamische Komponente aufgeteilt.

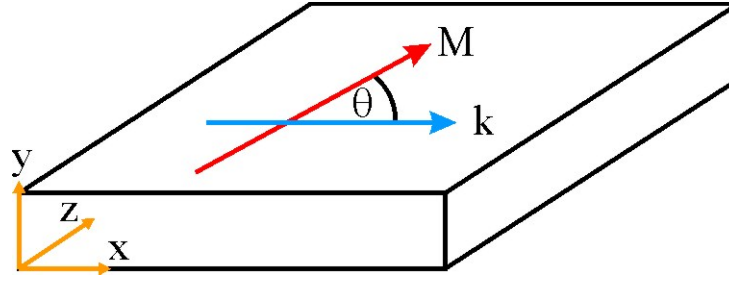


Abbildung 6.5: In der x - z -Ebene unendlich ausgedehnter Film, mit dem Winkel Θ zwischen statischer Magnetisierung und dem Wellenvektor k

Wobei die jeweilige statische/dynamische Größe mit einem Großbuchstaben/Kleinbuchstaben beschrieben wird, zum Beispiel für die Magnetisierung $\underline{M}_0 \mid \underline{m}$. Zur Bestimmung des effektiven Magnetfeldes werden keine Anisotropiefelder angenommen. Weiterhin sollen alle Voraussetzungen erfüllt sein, dass das Magnetfeld einem konservativen Feld entspricht (siehe Abschnitt 2.6.1). Dies führt zu den folgenden Gleichungen, bei denen nur die dynamische Komponente betrachtet wird.

$$\underline{H}_{eff} = H_{ext} \cdot \underline{e}_z + \underline{h}_d \quad \text{mit} \quad \underline{h}_d = -\nabla \Phi$$

Beschreibt man das Potential Φ ganz allgemein mit dem Lösungsansatz, findet sich.

$$\Phi = \varphi_m \cdot e^{i(\underline{k} \cdot \underline{r} - \omega \cdot t)} = \varphi_m \cdot e^{i(k_x \cdot x - \omega \cdot t)} \cdot e^{i(k_z \cdot z - \omega \cdot t)} \quad \text{mit} \quad k_x = k \cdot \sin(\Theta) \quad k_z = k \cdot \cos(\Theta)$$

Dabei entspricht φ_m einer Amplitude, wobei diese nur von der Größe y abhängen ist. Dies ist durchaus sinnvoll, da die Präzessionsamplitude der Momente in einer Ebene unverändert sein soll, wie es auch in Abb. 2.13 dargestellt ist. Erstes Ziel dieses Abschnittes ist es einen geeigneten Ausdruck für die bisher unbekannte Funktion φ_m zu finden. Im Extremfall werden beispielsweise nur Anregungen an der Oberfläche beschrieben. Innerhalb des Films muss Gleichung (2.28) gelten, zur Erinnerung sei diese nochmals aufgeschrieben.

$$\nabla \underline{h}_d + \nabla \underline{m} = 0$$

Nun werden die vorher definierten Größen eingesetzt. Es sei daran erinnert, dass auch der dynamische Anteil der Magnetisierung mit dem Exponentialansatz beschrieben wird und die gleiche Charakteristik aufweist, wie das dynamische Entmagnetisierungsfeld (z.B. für die x -Komponente $m_x \cdot e^{i(k_x \cdot x - \omega \cdot t)}$)

$$k_x^2 \varphi_m + k_z^2 \varphi_m - \frac{\delta^2 \varphi_m}{\delta y^2} + i \cdot k_x \cdot m_x + i \cdot k_z \cdot m_z + \frac{\delta m_y}{\delta y} = 0$$

$$\left(\frac{\delta^2}{\delta y^2} - k^2\right) \varphi_m - \frac{\delta m_y}{\delta y} - i \cdot k (\sin(\Theta) m_x + \cos(\Theta) m_z) = 0 \quad (6.45)$$

Weiterhin wird ausgenutzt um die unbekannte Funktion φ_m weiter zu bestimmen, dass die Präzessionsbewegung der Momente um das effektive Magnetfeld durch den Präzessionsterm der LLG (siehe Gleichung (2.8)) wiedergegeben werden kann. Die statischen Komponenten genügen der Bedingung $H_{ext}, M_0 \gg h, m$.

$$\dot{\underline{M}} = \gamma \left(\mu_0 \underline{H}_{eff} \times \underline{M} \right)$$

$$\begin{pmatrix} \dot{m}_x \\ \dot{m}_y \\ \dot{m}_z \end{pmatrix} = \gamma \cdot \mu_0 \begin{pmatrix} h_x \\ h_y \\ H_{ext} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} m_x \\ m_y \\ M_0 \end{pmatrix}$$

Terme mit Kombinationen von $h_i \cdot m_j$ werden vernachlässigt, da sie sehr klein gegenüber dem Rest sind. Dies führt zu drei Gleichungen die den dynamischen Anteil der Magnetisierung beschreiben.

$$\begin{aligned} i\omega m_x &= \gamma \cdot \mu_0 (H_{ext} \cdot m_y - M_0 \cdot h_y) = \gamma \cdot \mu_0 \left(H_{ext} \cdot m_y + M_0 \cdot \frac{\delta \varphi_m}{\delta y} \right) \\ i\omega m_y &= \gamma \cdot \mu_0 (h_x \cdot M_0 - H_{ext} \cdot m_x) = -\gamma \cdot \mu_0 (H_{ext} \cdot m_x - M_0 \cdot i \cdot k \cdot \varphi_m \cdot \sin(\Theta)) \\ i\omega m_z &= \gamma \cdot \mu_0 (h_y \cdot m_x - h_x \cdot m_y) = 0 \end{aligned} \quad (6.46)$$

Mittels dieses linearen Gleichungssystems können unabhängige Ausdrücke für m_x, m_y gefunden werden. Des Weiteren wird eine Substitution vorgenommen, um die Konstante $\gamma \cdot \mu_0$ nicht immer explizit zu schreiben $H'_{ext} = \gamma \cdot \mu_0 \cdot H_{ext}$; $M'_0 = \gamma \cdot \mu_0 \cdot M_0$. Die physikalische Dimension dieser reduzierten Größen entspricht einer Frequenz [1/s].

$$m_x = \frac{H'_{ext}}{i\omega} \cdot m_y + \frac{M'_0}{i\omega} \cdot \frac{\delta \varphi_m}{\delta y} \Rightarrow$$

$$m_y = -\frac{M'_0 \cdot H'_{ext}}{(H'^2_{ext} - \omega^2)} \cdot \frac{\delta \varphi_m}{\delta y} + \frac{M'_0 \cdot \omega \cdot k}{(H'^2_{ext} - \omega^2)} \cdot \varphi_m \cdot \sin(\Theta) \Rightarrow \quad (6.47)$$

$$m_x = i \frac{M'_0 \cdot \omega}{(H'^2_{ext} - \omega^2)} \cdot \frac{\delta \varphi_m}{\delta y} - i \frac{M'_0 \cdot H'_{ext} \cdot k}{(H'^2_{ext} - \omega^2)} \cdot \varphi_m \cdot \sin(\Theta) \quad (6.48)$$

Die letzten beiden Gleichungen können nun in die zuvor gefundene Gleichung (6.45) eingesetzt werden.

$$\begin{aligned} \left(\frac{\delta^2}{\delta y^2} - k^2\right) \varphi_m + \frac{M'_0 \cdot H'_{ext}}{(H'^2_{ext} - \omega^2)} \cdot \frac{\delta^2 \varphi_m}{\delta y^2} - \frac{M'_0 \cdot \omega \cdot k \cdot \sin(\Theta)}{(H'^2_{ext} - \omega^2)} \cdot \frac{\delta \varphi_m}{\delta y} \\ + \frac{M'_0 \cdot \omega \cdot k \cdot \sin(\Theta)}{(H'^2_{ext} - \omega^2)} \cdot \frac{\delta \varphi_m}{\delta y} - \frac{M'_0 \cdot H'_{ext} \cdot k^2 \cdot \sin^2(\Theta)}{(H'^2_{ext} - \omega^2)} \cdot \varphi_m = 0 \end{aligned}$$

Dieser längliche Aufdruck ist eine Differentialgleichung zur Bestimmung von φ_m . Der Term 3 und 4 heben sich auf und durch eine geeignete Wahl der Umformung vereinfacht sich die Gleichung.

$$\left(H_{ext}'^2 + M_0' \cdot H_{ext}' - \omega^2\right) \frac{\delta^2 \varphi_m}{\delta y^2} - k^2 \left(H_{ext}'^2 + M_0' \cdot H_{ext}' \cdot \sin^2(\Theta) - \omega^2\right) \varphi_m = 0$$

Diese Bestimmungsgleichung kann wiederum mit einem Exponentialansatz gelöst werden, um so zumindest eine Proportionalität für φ_m festzulegen.

$$\varphi_m \sim e^{\pm \alpha \cdot y} \quad \text{mit} \quad \alpha = k \sqrt{\frac{H_{ext}'^2 + M_0' \cdot H_{ext}' \cdot \sin^2(\Theta) - \omega^2}{H_{ext}'^2 + M_0' \cdot H_{ext}' - \omega^2}} \quad (6.49)$$

α kann also als eine Art “out-of-plane” Wellenvektor interpretiert werden und an dieser Stelle sei schon erwähnt das α durchaus eine imaginäre Größe werden kann, abhängig davon wie ω gewählt wird. Um eine noch eindeutigere Definition zu erhalten, müssen im Weiteren Randbedingungen betrachtet werden. Dazu wird zunächst der gefundene Ausdruck für φ_m in das magnetische Potential eingesetzt. Dem Film muss nun auch eine Dicke D zugeordnet werden, um drei Fälle zu unterscheiden. Weiterhin ist eine zusätzliche sinnvolle Annahme, dass das magnetische Potential im Unendlichen verschwinden muss.

$$\begin{aligned} \Phi &= e^{i(k_x \cdot x - \omega \cdot t)} \cdot e^{i(k_z \cdot z - \omega \cdot t)} \cdot (\varphi_m^+ \cdot e^{\alpha y} + \varphi_m^- \cdot e^{-\alpha y}) && \text{innerhalb des Films} \\ \Phi^> &= e^{i(k_x \cdot x - \omega \cdot t)} \cdot e^{i(k_z \cdot z - \omega \cdot t)} \cdot \varphi_m^> \cdot e^{-k(y-D)} && \text{oberhalb des Films} \\ \Phi^< &= e^{i(k_x \cdot x - \omega \cdot t)} \cdot e^{i(k_z \cdot z - \omega \cdot t)} \cdot \varphi_m^< \cdot e^{ky} && \text{unterhalb des Films} \end{aligned}$$

Es wurde ausgenutzt, dass oberhalb und unterhalb des Films keine Magnetisierung existiert $\Rightarrow \alpha = k$ und das sich die Lösung von φ_m innerhalb des Films als Linearkombination darstellen lassen kann.

An den Rändern des Films muss das magnetische Potential einen stetig Übergang haben, so dass dafür zwei Bedingungen aufgestellt werden können.

$$1.) \ y = 0 \Rightarrow \quad \varphi_m^+ + \varphi_m^- = \varphi_m^<$$

$$2.) \ y = D \Rightarrow \quad \varphi_m^+ \cdot e^{\alpha D} + \varphi_m^- \cdot e^{-\alpha D} = \varphi_m^>$$

Die Stetigkeit muss nicht nur für das magnetische Potential gelten, sondern auch für die magnetische Induktion \underline{b} . Außerhalb des Films gilt $\underline{b} = \mu_0 \cdot \underline{h}_d$ und innerhalb $\underline{b} = \mu_0 (\underline{h}_d + \underline{m})$, wobei natürlich nur die y -Komponente für die Stetigkeitsbetrach-

tung sinnvoll ist. Mit der obigen Definition des Potentials ist eine Formulierung der magnetischen Induktion außerhalb des Filmes sehr einfach.

$$3.) \quad b_y = -k \cdot \mu_0 \cdot e^{i(k_x \cdot x - \omega \cdot t)} \cdot e^{i(k_z \cdot z - \omega \cdot t)} \cdot \varphi_m^< \cdot e^{ky}$$

$$4.) \quad b_y = k \cdot \mu_0 \cdot e^{i(k_x \cdot x - \omega \cdot t)} \cdot e^{i(k_z \cdot z - \omega \cdot t)} \cdot \varphi_m^> \cdot e^{-k(y-D)}$$

Auch die einzelnen Terme zur Berechnung von b_y innerhalb des Films sind bekannt.

$$h_y = -\alpha (\varphi_m^+ \cdot e^{\alpha y} - \varphi_m^- \cdot e^{-\alpha y}) \cdot e^{i(k_x \cdot x - \omega \cdot t)} \cdot e^{i(k_z \cdot z - \omega \cdot t)}$$

$$m_y = -\frac{M_0'}{(H_{ext}'^2 - \omega^2)} \{ (\alpha \cdot H_{ext}' + k \cdot \omega \cdot \sin(\Theta)) \varphi_m^+ \cdot e^{\alpha y} - (\alpha \cdot H_{ext}' - k \cdot \omega \cdot \sin(\Theta)) \varphi_m^- \cdot e^{-\alpha y} \} e^{i(k_x \cdot x - \omega \cdot t)} \cdot e^{i(k_z \cdot z - \omega \cdot t)}$$

Damit erhält man für die magnetische Induktion innerhalb des Filmes folgenden Ausdruck.

$$b_y = -\mu_0 \left\{ \left[\alpha \left(1 + \frac{M_0' \cdot H_{ext}'}{(H_{ext}'^2 - \omega^2)} \right) + \frac{k \cdot \omega \cdot \sin(\Theta) \cdot M_0'}{(H_{ext}'^2 - \omega^2)} \right] \varphi_m^+ \cdot e^{\alpha y} - \left[\alpha \left(1 + \frac{M_0' \cdot H_{ext}'}{(H_{ext}'^2 - \omega^2)} \right) - \frac{k \cdot \omega \cdot \sin(\Theta) \cdot M_0'}{(H_{ext}'^2 - \omega^2)} \right] \varphi_m^- \cdot e^{-\alpha y} \right\} e^{i(k_x \cdot x - \omega \cdot t)} \cdot e^{i(k_z \cdot z - \omega \cdot t)}$$

An den Grenzflächen $y = 0$ und $y = D$ muss b_y stetig sein. Aus diesen Forderungen lassen sich mit Hilfe von 3.) und 4.) zwei neue Gleichungen ableiten.

$$5.) \quad y = 0 \Rightarrow \begin{aligned} k \cdot \varphi_m^< &= \left[\alpha \left(1 + \frac{M_0' \cdot H_{ext}'}{(H_{ext}'^2 - \omega^2)} \right) + \frac{k \cdot \omega \cdot \sin(\Theta) \cdot M_0'}{(H_{ext}'^2 - \omega^2)} \right] \varphi_m^+ \\ &- \left[\alpha \left(1 + \frac{M_0' \cdot H_{ext}'}{(H_{ext}'^2 - \omega^2)} \right) - \frac{k \cdot \omega \cdot \sin(\Theta) \cdot M_0'}{(H_{ext}'^2 - \omega^2)} \right] \varphi_m^- \end{aligned}$$

$$6.) \quad y = D \Rightarrow \begin{aligned} -k \cdot \varphi_m^> &= \left[\alpha \left(1 + \frac{M_0' \cdot H_{ext}'}{(H_{ext}'^2 - \omega^2)} \right) + \frac{k \cdot \omega \cdot \sin(\Theta) \cdot M_0'}{(H_{ext}'^2 - \omega^2)} \right] \varphi_m^+ \cdot e^{\alpha D} \\ &- \left[\alpha \left(1 + \frac{M_0' \cdot H_{ext}'}{(H_{ext}'^2 - \omega^2)} \right) - \frac{k \cdot \omega \cdot \sin(\Theta) \cdot M_0'}{(H_{ext}'^2 - \omega^2)} \right] \varphi_m^- \cdot e^{-\alpha D} \end{aligned}$$

$\varphi_m^<$ und $\varphi_m^>$ können mit Hilfe der Stetigkeitsbetrachtung der magnetischen Potentiale

näher bestimmt werden, außerdem wurde $B_0 = \mu_0 \left(\frac{H'_{ext}}{\gamma\mu_0} + \frac{M'_0}{\gamma\mu_0} \right)$ verwendet. Aus 5.) wird damit:

$$\begin{aligned} 7.) \quad & \left[\alpha \left(\gamma B_0 \cdot H'_{ext} - \omega^2 \right) - k \left(H'^2_{ext} - \omega \cdot \sin(\Theta) \cdot M'_0 - \omega^2 \right) \right] \varphi_m^+ \\ & - \left[\alpha \left(\gamma B_0 \cdot H'_{ext} - \omega^2 \right) + k \left(H'^2_{ext} - \omega \cdot \sin(\Theta) \cdot M'_0 - \omega^2 \right) \right] \varphi_m^- = 0 \end{aligned}$$

Und aus 6.) wird dann:

$$\begin{aligned} 8.) \quad & \left[\alpha \left(\gamma B_0 \cdot H'_{ext} - \omega^2 \right) + k \left(H'^2_{ext} + \omega \cdot \sin(\Theta) \cdot M'_0 - \omega^2 \right) \right] \varphi_m^+ \cdot e^{\alpha D} \\ & - \left[\alpha \left(\gamma B_0 \cdot H'_{ext} - \omega^2 \right) - k \left(H'^2_{ext} - \omega \cdot \sin(\Theta) \cdot M'_0 - \omega^2 \right) \right] \varphi_m^- \cdot e^{-\alpha D} = 0 \end{aligned}$$

Um die folgenden Rechnungen übersichtlicher zu gestalten, werden Substitutionen eingeführt.

$$\begin{aligned} a_+ &= \alpha \left(\gamma B_0 \cdot H'_{ext} - \omega^2 \right) + k \cdot \omega \cdot \sin(\Theta) \cdot M'_0 \\ a_- &= \alpha \left(\gamma B_0 \cdot H'_{ext} - \omega^2 \right) - k \cdot \omega \cdot \sin(\Theta) \cdot M'_0 \\ b &= k \left(H'^2_{ext} - \omega^2 \right) \end{aligned}$$

Somit erhält man eine viel einfachere Darstellung von 7.) und 8.).

$$\begin{aligned} 9.) \quad & (a_+ - b) \varphi_m^+ = (a_- - b) \varphi_m^- \\ 10.) \quad & (a_+ + b) \varphi_m^+ \cdot e^{\alpha D} = (a_- - b) \varphi_m^- \cdot e^{-\alpha D} \end{aligned}$$

Um die immer noch unbekannten Amplituden φ_m^+ und φ_m^- zu eliminieren wird 10.) durch 9.) dividiert.

$$\frac{(a_+ + b)}{(a_+ - b)} e^{\alpha D} = \frac{(a_- - b)}{(a_- + b)} e^{-\alpha D} \Rightarrow (a_+ + b) (a_- + b) = (a_- - b) (a_+ - b) e^{-2\alpha D}$$

Durch Auflösen der Klammern und Umstellen der Gleichung findet sich eine Lösung der Dispersionsrelation dipolar gekoppelter Spinwellen.

$$\frac{b(a_+ + a_-)}{a_+ a_- + b^2} = -\frac{1 - e^{-2\alpha D}}{1 + e^{-2\alpha D}} = -\tanh(\alpha D) \quad (6.50)$$

Nun wird dies wieder resubstituiert und erst einmal nur die linke Seite der Gleichung betrachtet.

$$\frac{2\alpha \cdot k \left(\gamma B_0 \cdot H'_{ext} - \omega^2 \right) \left(H'^2_{ext} - \omega^2 \right)}{\alpha^2 \left(\gamma B_0 \cdot H'_{ext} - \omega^2 \right)^2 - \omega^2 \cdot k^2 \cdot \sin^2(\Theta) \cdot M'^2_0 + k^2 \left(H'^2_{ext} - \omega^2 \right)^2}$$

Auch α kann mittels Gleichung (6.45) anders geschrieben werden.

$$\frac{2\sqrt{(H_{ext}'^2 + M_0' \cdot H_{ext}' \cdot \sin^2(\Theta) - \omega^2)(\gamma B_0 \cdot H_{ext}' - \omega^2)}(H_{ext}'^2 - \omega^2)}{(H_{ext}'^2 + M_0' \cdot H_{ext}' \cdot \sin^2(\Theta) - \omega^2)(\gamma B_0 \cdot H_{ext}' - \omega^2) - \omega^2 \cdot \sin^2(\Theta) \cdot M_0'^2 + (H_{ext}'^2 - \omega^2)^2}$$

Dies lässt sich noch vereinfachen, indem speziell der Nenner behandelt wird.

$$\begin{aligned} & \frac{(H_{ext}'^2 + M_0' \cdot H_{ext}' \cdot \sin^2(\Theta) - \omega^2)(\gamma B_0 \cdot H_{ext}' - \omega^2) - \omega^2 \cdot \sin^2(\Theta) \cdot M_0'^2}{\gamma B_0 \cdot H_{ext}'^2 (H_{ext}' + M_0' \cdot \sin^2(\Theta)) + \omega^4} \\ &= \frac{-\omega^2 (H_{ext}'^2 + M_0' \cdot H_{ext}' \cdot \sin^2(\Theta) + \gamma B_0 \cdot H_{ext}' + \sin^2(\Theta) \cdot M_0'^2)}{\gamma B_0 \cdot H_{ext}'^2 (H_{ext}' + M_0' \cdot \sin^2(\Theta)) + \omega^4} \\ &= \frac{-\omega^2 (H_{ext}'^2 + \gamma B_0 \cdot H_{ext}' + \gamma B_0 \cdot \sin^2(\Theta) \cdot M_0')}{(H_{ext}'^2 - \omega^2)(\gamma B_0 (H_{ext}' + \sin^2(\Theta) \cdot M_0') - \omega^2)} \end{aligned}$$

Der Faktor $H_{ext}'^2 - \omega^2$ kann daher im Nenner ausgeklammert und dann mit dem Zähler gekürzt werden.

$$\frac{\sqrt{(H_{ext}'^2 + M_0' \cdot H_{ext}' \cdot \sin^2(\Theta) - \omega^2)(\gamma B_0 \cdot H_{ext}' - \omega^2)}}{\gamma B_0 (H_{ext}' + \sin^2(\Theta) \cdot M_0') + H_{ext}'^2 - 2\omega^2} = -\frac{1}{2} \tanh(\alpha D) \quad (6.51)$$

Dies ist eine sehr allgemeine Definition der Dispersionsrelation dipolargekoppelter Spinwellen, wobei in Beziehung zwischen ω und k nicht so einfach ersichtlich ist, wie in Gleichung (2.48) für austauschgekoppelte Spinwellen. Jedoch bei genauerer Betrachtung wird deutlich, dass in obiger Gleichung nur ω und k (versteckt in α) als freie Variablen zur Verfügung stehen. Im Folgenden werden zwei Spezialfälle ($\Theta = 0^\circ$ und $\Theta = 90^\circ$) behandelt, um die Proportionalität der beiden Größen genauer bestimmen zu können.

Näherung der Dispersion für $\alpha D \ll 1$

Diese Näherung ist in der Regel gerechtfertigt, da sich die Dimensionen von D meistens im nm Bereich befinden. Daher kann die \tanh -Funktion mittels einer Taylorreihe entwickelt werden, wobei nach dem ersten Glied der Entwicklung abgebrochen wird. Die rechte Seite von Gleichung (6.51) kann umgeschrieben werden in $-\frac{1}{2} \tanh(\alpha D) = -\frac{1}{2} \alpha D$. Mit der in Gleichung (6.49) aufgestellten Definition für α , folgt somit.

$$\gamma B_0 \cdot H_{ext}' - \omega^2 = -\frac{1}{2} k \cdot D (\gamma B_0 (H_{ext}' + \sin^2(\Theta) \cdot M_0') + H_{ext}'^2 - 2\omega^2) \quad (6.52)$$

Um analytisch eine eindeutige Lösung für die Proportionalität zwischen ω und k zu erhalten, muss eine weitere Näherung gemacht werden. Und zwar wird angenommen,

dass nur Anregungsmoden in der Nähe der uniformen Mode $k = 0$ betrachtet werden. Da in Experimenten und Simulationen selten Moden höherer Ordnung als 3 oder 4 gefunden werden, schränkt diese Annahme die Interpretation der Ergebnisse nicht sehr ein. Obige Gleichung liefert für die uniforme Mode.

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \mu_0 B_0 H_{ext}$$

Das ist genau das Ergebnis, dass für ein System ohne Dämpfung und zusätzliche Anisotropien zu erwarten ist. Das bedeutet, es wird eine Lösung gesucht, für die gilt $\omega^2 \rightarrow \gamma^2 \mu_0 B_0 H_{ext}$. Wird diese Annahme jedoch auf beiden Seiten der Gleichung eingesetzt, erhält man nur die triviale Lösung $k = 0$.

$$0 = -\frac{1}{2}k \cdot D \left(\gamma^2 \mu_0 B_0 \sin^2(\Theta) \cdot M_0 + \gamma^2 \mu_0 H_{ext} (\mu_0 H_{ext} - B_0) \right)$$

$$0 = -\frac{1}{2}k \cdot D \left(\gamma^2 \mu_0 B_0 \sin^2(\Theta) \cdot M_0 - \gamma^2 \mu_0^2 H_{ext} M_0 \right)$$

Für eine reale magnetische Probe ist $D > 0$.

$$0 = \gamma^2 \mu_0 B_0 \sin^2(\Theta) \cdot M_0 - \gamma^2 \mu_0^2 H_{ext} M_0$$

$$B_0 \sin^2(\Theta) = \mu_0 H_{ext}$$

Der Wertebereich von $\sin^2(\Theta)$ liegt zwischen 0 und 1 und im magnetischen Festkörper ist $B_0 = \mu_0(H_{ext} + M_0)$. Es wurde zu Beginn des Abschnittes gefordert, dass $H_{ext} \parallel M$ ist, daher ist die einzige Lösung der Gleichung gegeben durch $k = 0$.

Um dies zu vermeiden, wird die Annahme $\omega^2 \rightarrow \gamma^2 \mu_0 B_0 H_{ext}$ nur auf der rechten Seite der Gleichung (6.52) eingesetzt. Dies ist mathematisch gesehen unzulässig, da die rechte Seite somit genähert wird, die linke jedoch nicht. Aus physikalischer Sicht ist es so allerdings sinnvoll, da es so zu einer nicht trivialen Lösung kommt, die den Dispersionsverlauf näherungsweise beschreibt.

$$\begin{aligned} \gamma^2 \mu_0 B_0 \cdot H_{ext} - \omega^2 &= -\frac{1}{2}k \cdot D \left(\gamma^2 \mu_0 B_0 \sin^2(\Theta) \cdot M_0 - \gamma^2 \mu_0^2 H_{ext} M_0 \right) \\ \omega^2 &= \gamma^2 \mu_0 B_0 \cdot H_{ext} + \frac{1}{2}k \cdot D \cdot \gamma^2 \mu_0 B_0 M_0 \left(\sin^2(\Theta) - \frac{\mu_0 H_{ext}}{B_0} \right) \\ \omega &= \gamma \sqrt{\mu_0 B_0 \cdot H_{ext}} \cdot \sqrt{1 + \frac{M_0}{2H_{ext}} \left(\sin^2(\Theta) - \frac{\mu_0 H_{ext}}{B_0} \right) D \cdot k} \end{aligned} \quad (6.53)$$

Dies ist eine genäherte Dispersionsrelation für dipolar gekoppelte Spinwellen mit einem beliebigen Winkel Θ . Allerdings wurde dafür vorausgesetzt, dass zum einen die Dimensionen des Systems klein sind und nur Anregungen stattfinden, die energetisch

keinen großen Unterschied zur uniformen Mode besitzen.

Spezialfall $\Theta = 90^\circ$: Dipolar gekoppelte Spinwellen

In diesem Falle sind die Magnetisierung des Systems und der Wellenvektor k senkrecht zueinander ausgerichtet. Durch einfaches Einsetzen von $\sin(90^\circ)$ in die genäherte Dispersionsrelation aus Gleichung (6.53) erhält man.

$$\omega = \sqrt{\gamma^2 \mu_0 B_0 \cdot H_{ext}} \cdot \sqrt{\left(1 + \frac{\mu_0 M_0^2 \cdot D \cdot k}{2 B_0 \cdot H_{ext}}\right)} \Rightarrow \omega \sim \sqrt{k} \quad (6.54)$$

In dieser Richtung hat die Dispersion also einen Verlauf, ähnlich dem der austauschgekoppelten Spinwellen. Das heißt je kleiner die Wellenlänge der Spinwelle ist, umso mehr Energie muss für die Anregung zur Verfügung stehen. Alle Spinwellen dieses Typs benötigen mehr Energie als die uniforme Mode.

Wird hingegen die allgemeine Dispersionsrelation aus Gleichung (6.51) genutzt, um den Verlauf für beliebige k zu bestimmen, ist die Lösung ein wenig aufwendiger.

$$\frac{\gamma B_0 \cdot H'_{ext} - \omega^2}{\gamma^2 B_0^2 + H_{ext}'^2 - 2\omega^2} = -\frac{1}{2} \tanh(kD)$$

Es sei daran erinnert, dass die \tanh Funktion ersetzt werden kann.

$$\tanh(kD) = \frac{1 - e^{-2kD}}{1 + e^{-2kD}} \quad 1 + \tanh(kD) = \frac{2}{1 + e^{-2kD}}$$

Diese Erkenntnis wird dazu verwendet eine alternative Formulierung für die folgende Funktion anzugeben.

$$\begin{aligned} \omega^2 (1 + \tanh(kD)) &= \gamma B_0 \cdot H'_{ext} + \frac{1}{2} (\gamma^2 B_0^2 + H_{ext}'^2) \tanh(kD) \Rightarrow \\ 2\omega^2 &= \gamma B_0 \cdot H'_{ext} \cdot (1 + e^{-2kD}) + \frac{1}{2} (\gamma^2 B_0^2 + H_{ext}'^2) \cdot (1 - e^{-2kD}) \end{aligned}$$

Durch multiplizieren der Gleichung und einfaches umformen erhält man:

$$\omega = \frac{\gamma}{2} \sqrt{(B_0 + \mu_0 H_{ext})^2 - (B_0 - \mu_0 H_{ext})^2 \cdot e^{-2kD}} \quad (6.55)$$

Die Grenzwerte für diese Spinwellenart sind $\omega = \gamma \sqrt{\mu B_0 \cdot H_{ext}}$ für $k = 0$ und $\omega = \frac{\gamma}{2} (B_0 + \mu_0 H_{ext})$ für $k \rightarrow \infty$.

Spezialfall $\Theta = 0^\circ$: Dipolar gekoppelte Spinwellen

Für diesen Fall sind Magnetisierung des Systems und Wellenvektor k parallel zueinander ausgerichtet. Aus Gleichung (6.53) für die genäherte Dispersionsrelation folgt.

$$\omega = \gamma \sqrt{\mu_0 B_0 \cdot H_{ext}} \cdot \sqrt{1 - \frac{\mu_0 M_0}{2B_0} D \cdot k} \Rightarrow \omega \sim \sqrt{-k} \quad (6.56)$$

Im Gegensatz zum vorherigen Spezialfall hat der Verlauf der Dispersion ein negatives Vorzeichen. Die Spinwellen mit kleineren Wellenlänge sind somit energetisch günstiger bzw. alle Spinwellen dieser Art sind schon durch geringere Energien bezüglich der uniformen Mode anzuregen. Natürlich ist dies nur in einem gewissen Maße physikalisch korrekt, da die Austauschwechselwirkungsenergie, welche bei dieser Betrachtung schon von Beginn an vernachlässigt wurde, mit zunehmenden k immer größer wird. Außerdem wurde während der Herleitung der genäherten Dispersionsrelation die Annahme gemacht, dass die Energie der Spinwellen nur geringe Unterschiede zur uniformen Mode aufweisen darf. Daher versagt die Beschreibung für kleine Wellenlängen mittels obiger Gleichung. In diesem Fall erhält man eine imaginäre Frequenz. Im Folgenden soll eine etwas allgemeinere Beschreibung der Dispersionsrelation für diese Moden vorgestellt werden.

Es lässt sich auch eine Grenzfrequenz bestimmen und zwar wird der Punkt gesucht, an dem die zweite Wurzel den Wert 0 annimmt.

$$k = \frac{2B_0}{\mu_0 M_0 D}$$

Der Wellenvektor darf auf keinen Fall größer als dieser Grenzwert sein. Nun muss ein Wert für ω ermittelt werden, der exakt zu diesem Wert des Wellenvektors führt.

$$\begin{aligned} \gamma \mu_0 H_{ext} &= \gamma \sqrt{\mu_0 B_0 \cdot H_{ext}} \cdot \sqrt{1 - \frac{\mu_0 M_0}{2B_0} D \cdot k} \\ 0 &= \sqrt{\frac{B_0}{\mu_0 H_{ext}} - \frac{M_0}{2H_{ext}} D \cdot k} \Rightarrow k = \frac{2B_0}{\mu_0 M_0 D} \end{aligned}$$

Damit gilt für die Frequenz $\omega > \gamma \mu_0 H_{ext}$.

6.19 Piezoelektrischer Effekt in $BaTiO_3$

Die Grundlage für diese Betrachtung bildet die kubische Kristallstruktur von $BaTiO_3$ wie sie in Abb. 3.5 gezeigt wurde. Im Folgenden wird auf eine perspektivische Ansicht der Kristallstruktur verzichtet, um den wesentlichen Effekt zu verdeutlichen. Daher

zeigen die folgenden Abbildungen nur die Frontalansicht einer Elementarzelle des Kristalls. Um die Zeichnung möglichst einfach zu gestalten, ist ausschließlich das Ti -Atom bewegt worden. Allerdings sei darf hingewiesen, dass sich in der Natur sowohl das Ti als auch die O -Atome gegeneinander verschieben [Fra55]. Das Resultat eines entstehenden permanenten elektrischen Momentes ist jedoch in beide Fälle identisch.

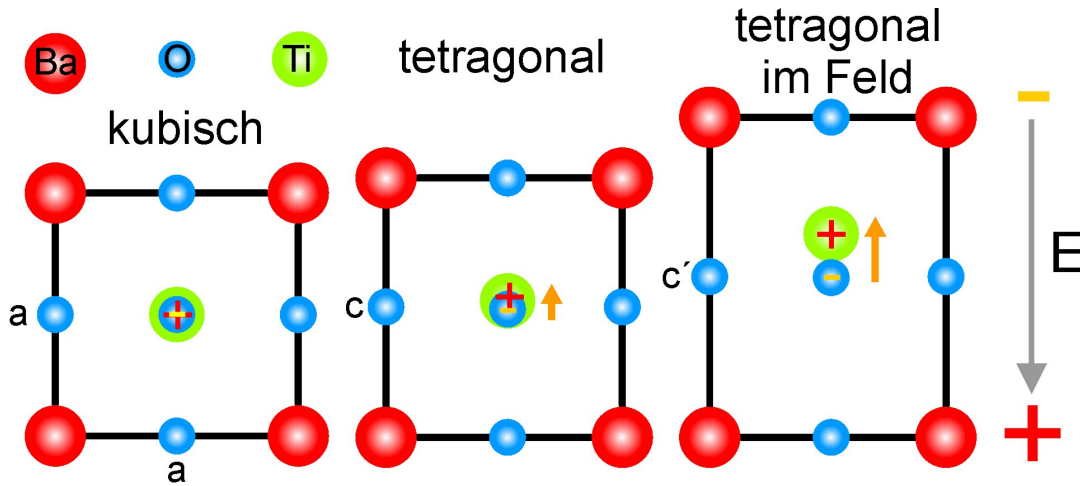


Abbildung 6.6: Frontalansicht auf eine Elementarzelle von $BaTiO_3$. In kubischer Symmetrie ist der Kristall elektrisch neutral, schematisch dadurch dargestellt, dass sich positive und negative Ladungen innerhalb des Kristalls aufheben. In der tetragonalen Phase verschiebt sich das Ti -Atom ein wenig und erzeugt ein elektrisches Moment. Wird dieses Moment einem externen elektrischen Feld ausgesetzt, erhöht sich die Polarisierung bzw. das Gitter wird tetragonal verzerrt.

Liegt $BaTiO_3$ in kubischer Symmetrie vor ist der Kristall elektrisch neutral. Durch den Phasenübergang in eine tetragonale Symmetrie entsteht ein elektrisches Dipolmoment parallel zur ausgezeichneten c -Achse, indem sich das positiv geladene Ti -Atom aus dem Zentrum des negativ geladenen O -Oktaeder verschiebt. Das bedeutet eine strukturelle Änderung erzeugt eine elektrische Polarisierung in dem Kristall. Somit ist eine direkte Manipulation des Kristallgitters möglich, ähnlich zu der schon behandelten Magnetostriktion in Abschnitt 2.6.3. Wird das permanente Moment durch ein externes elektrisches Feld beeinflusst, kann die Polarisierung erhöht werden, was eine tetragonale Verzerrung zur Folge hat. Die Verlängerung zum Beispiel der c -Achse kann durch die folgende Gleichung bestimmt werden.

$$\frac{c' - c}{c} = d_{cc}E \quad (6.57)$$

E ist durch das elektrische Feld (im einfachen Fall der geometrischen Form eines

Plattenkondensator $E = U/l$) gegeben und d_{cc} wird piezoelektrischer Koeffizient genannt, wobei die Indizes_{cc} angeben, dass das Feld in Richtung der c-Achse anliegt und auch die Verzerrung in dieser Richtung bestimmt wird. Der genaue Wert der piezoelektrischen Koeffizienten ist noch Gegenstand der aktuellen Forschung [Taz09] liegt allerdings in der Größenordnung von $\approx 100 \frac{pm}{V}$.

6.20 Simulierte Hysteresekurve

Um den Fehler abzuschätzen, der durch die Näherung der Säulen als Ellipsoiden entsteht, ist eine mikromagnetische Simulation einer Hysteresekurve mittels OOMMF (siehe Abschnitt 4.3.1) durchgeführt worden. Im Gegensatz zu in Abschnitt 4.1.3.2 durchgeführten Berechnungen, wird in der Simulation die örtliche Variation des Entmagnetisierungsfeldes berücksichtigt. Für die Simulation der Hysteresekurve ist nicht das Runge-Kutta-Verfahren verwendet worden, sondern es wurde ein Energie-Minimierungsverfahren eingesetzt. Da dieses Verfahren im Rahmen der vorliegenden Arbeit nur für die hier gezeigten Simulation der Hysteresekurven angewandt worden ist und keine Modifikationen bezüglich des Benutzerhandbuches vorgenommen worden sind, sei zur Erläuterung des Verfahrens auf das Handbuch verwiesen [Don10].

Für die Simulation ist eine Säule mit einer Höhe von 400 nm und einer quadratischen Grundfläche von $70 \cdot 70\text{ nm}^2$ angenommen worden, welche in Zellen von $7 \cdot 7 \cdot 4\text{ nm}^3$ aufgeteilt worden ist. Das System enthält keine zusätzlichen Anisotropien, außer der Formanisotropie. Die Sättigungsmagnetisierung beträgt 335 kA/m und die Simulation startet mit einer externen Induktion von $+500\text{ mT}$ entlang einer schweren Richtung und wird bis zu einem Wert von -500 mT in 1 mT Schritten variiert. Um die Struktur der simulierten Säulen realistischer zu gestalten, ist ein Programmteil entwickelt worden, der nach einem Zufallsprinzip die Magnetisierung einzelner Zellen in der äußeren Schicht Den Wert 0 zuweist. Somit besteht die Möglichkeit eine raue Oberfläche zu simulieren, was deutlich bessere Ergebnisse liefert, als eine perfekte Säule.

Abb. 6.7 zeigt das Ergebnis der Simulation, wobei der Inset nochmals die Geometrie des Systems im Bezug auf die Richtung der externen Induktion dargestellt. Ab einer externen Induktion von 177 mT ist das System in Sättigung. Wird dies mit dem in Abschnitt 4.1.3.2 Tabelle 4.2 berechnete Wert von 181 mT für dieses Aspektverhältnis verglichen, sind beide Ergebnisse in der gleichen Größenordnung. Es besteht eine Abweichung von $\approx 3\%$, wodurch die Beschreibung der Säule als Ellipsoid in guter Näherung verwendet werden kann.

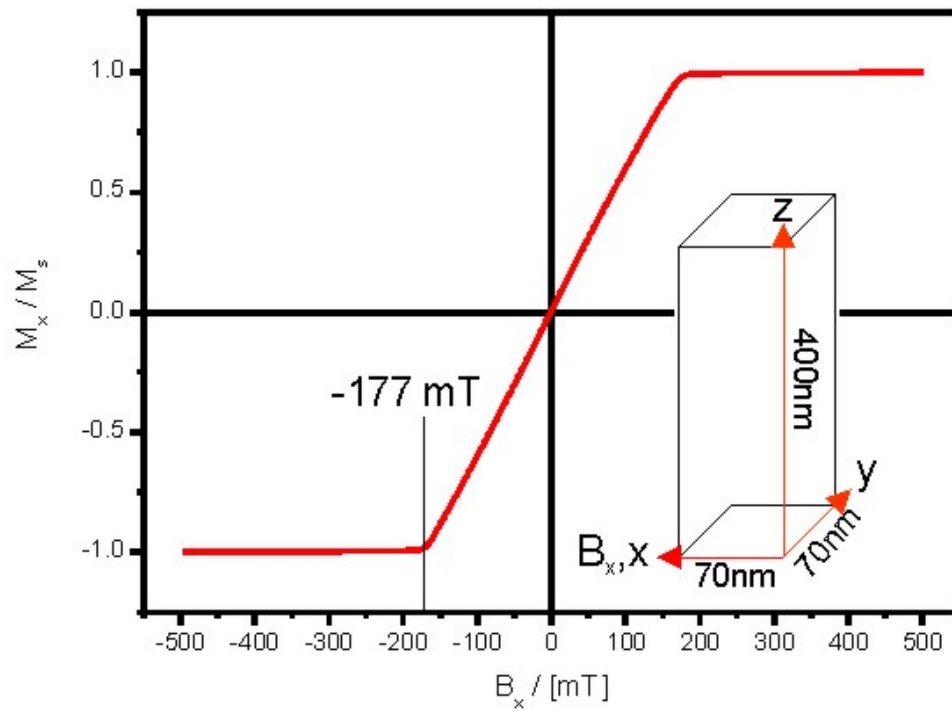


Abbildung 6.7: Simulierte Hysteresekurve einer magnetischen Säulenstruktur, wobei die externe Induktion in eine schwere Richtung orientiert ist und nur die Formanisotropie vorhanden ist.

6.21 Kommentierte OOMMF-Datei zur Relaxation

Kopfzeile

```
# MIF 2.1
# This file converted from MIF 1.1
# format by MIF Conversion utility 1.2.0.1
```

1. Definition der Welt

```
Specify Oxs_BoxAtlas:atlas {
  xrange {0 78e-6}
  yrange {0 1e-6}
  zrange {0 20e-9}
}
```

2. Definition der Zellen

```
Specify Oxs_RectangularMesh:mesh {
  cellsize {300e-9 20e-9 20e-9}
  atlas :atlas
}
```

3. Definition der Austauschwechselwirkung

```
Specify Oxs_UniformExchange {
  A 13E-12
}
```

4. Definition des Entmagnetisierungsfeldes

```
Specify Oxs_Demag {}
```

5. Definition des Lösungsverfahrens

```
Specify Oxs_RungeKuttaEvolve {
  do_precess 1
  gamma_LL 2.343e5
  alpha 0.6
  max_timestep 1e-12
}
```

6. Definition der Iterationsschritte

```
Specify Oxs_TimeDriver {
  basename relax
  vector_field_output_format {binary 4}
  scalar_output_format %.15g
  evolver Oxs_RungeKuttaEvolve
  mesh :mesh
  stopping_dm_dt 2e-9
  Ms { 830e3 }
  m0 { 1 0 0 }
}
```

7. Speicheroptionen

```
Destination archive mmArchive

Schedule DataTable archive Stage 1
Schedule Oxs_TimeDriver::Magnetization archive Stage 1
```

Damit das 3d-Lösungsverfahren von OOMMF (Oxsii abgekürzt) Dateien lesen kann, müssen sie mit der Endung *.mif versehen sein und in der Programmiersprache Tcl/Tk geschrieben werden. In OOMMF wird Tcl jedoch nur als eine übergeordnete Sprache verwendet, alle Unterprogramme sind mit in der Sprache C++ geschrieben und werden durch den Befehl “specify” aufgerufen. Im Folgenden werden die verwendeten Unterprogramme aufgelistet und genauer beschrieben.

1. Es wird eine rechteckige Welt erstellt, mit dem Namen “atlas”. Der Benutzer muss die drei Raumdimensionen (Einheit m) festlegen, diese werden durch das Programm in einen Wert von 0 (Anfangspunkt) bis 1 (Endpunkt) übersetzt. Im Allgemeinen lassen sich an dieser Stelle jedoch auch Bitmaps einer beliebigen Struktur einfügen bzw. es können Strukturen frei programmiert werden.
2. Dies definiert die Ausmaße (Einheit m) einer Zelle. Dabei ist darauf zu achten, dass sich die Welt aus einer ganzen Anzahl von Zellen erstellen lässt. Leider besteht nur die Möglichkeit die Zellengröße für das gesamte System vorzugeben. Das heißt, unterschiedliche Bereiche des System können nicht mit einer variierenden Zellengröße berechnet werden.
3. An dieser Stelle wird die Art der Austauschwechselwirkung vorgegeben. Diese wird nur zwischen den nächsten Nachbarzellen berechnet. Das gezeigte Beispiel erzeugt einen uniformen Austausch über das gesamte System. Allerdings lassen sich durchaus auch Bereiche mit unterschiedlichen Austauschkonstanten A definieren. Dabei wird A immer in der Einheit J/m angegeben.

4. Mittels dieses Unterprogramms wird ein Entmagnetisierungsfeld in das System eingebracht.
5. Für die Lösung der Landau-Lifschitz-Gleichung wird ein Runge-Kutta-Verfahren genutzt. Durch das Kommando “do precess 1” wird der Präzessionsterm in der LLG mit berücksichtigt. Des Weiteren werden die Werte für γ und α festgelegt. Wobei `_LL` angibt, dass die LLG Form verwendet werden soll, andererseits kann die LLGG Form mit `_G` aufgerufen werden. Durch den Befehl “max_timestep” wird eine obere Grenze für den Zeitschritt dt eingeführt.
6. Da ein Runge-Kutta-Verfahren zur Lösung ausgewählt worden ist, muss die Zeit dt als stetig fortlaufender Parameter bestimmt werden. Außerdem ist hier die Abbruchbedingung der Simulation zu finden. Für das gezeigte Beispiel ist dies dm/dt , ist also die Änderung der Summe aller Magnetisierung innerhalb des Systems kleiner als $2 \cdot 10^{-9} \text{ deg/ns}$, wird die aktuelle Rechnung beendet. Ms gibt den Wert der Sättigungsmagnetisierung in der Einheit A/m an. Es besteht durchaus die Möglichkeit Bereich mit sehr unterschiedlicher Sättigungsmagnetisierung zu definieren. Wobei im gezeigten Fall das gesamte System eine homogene Magnetisierung besitzt. Mittels m_0 wird die Lage der Magnetisierung zu Beginn der Simulation festgelegt (im Beispiel ist das die $[100]$ Richtung), dazu lassen sich unter anderem auch zuvor berechnete Zustände verwenden, die dort eingefügt werden können. Des Weiteren werden in diesem Unterprogramm auch die Genauigkeiten festgelegt, mit der die Vektoren bzw. Skalare der berechneten Größen ausgegeben werden.
7. Alle berechneten Größen werden nach jeder Iteration an ein Datenarchiv gesendet, allerdings nicht gespeichert. So kann schon während der Simulation jeder gewünschte Wert überprüft werden. Nach jedem Schritt, das heißt nachdem die Abbruchbedingung erreicht worden ist, werden alle berechneten Daten in eine Datei geschrieben und die Konfiguration der Magnetisierung wird abgespeichert.

6.22 Kommentierte OOMMF-Datei zur Berechnung der ferromagnetischen Resonanz

Kopfzeile

```
# MIF 2.1
# This file converted from MIF 1.1
# format by MIF Conversion utility 1.2.0.1
```

1. Definition der globaler Variablen

```
set Ti 0.0000000062820512820512819
set PI [expr {4*atan(1.)}]
set MU0 [expr {4*$PI*1e-7}]
set length 78e-6
set width 1000e-9
set thickness 20e-9
set cellsize 20e-9
set cellsizeX 300e-9
```

2. Definition der Welt

```
Specify Oxs_BoxAtlas:atlas [subst {
  xrange {0 $length}
  yrange {0 $width}
  zrange {0 $thickness }
}]
```

Definition der Zellen

```
Specify Oxs_RectangularMesh:mesh [subst {
  cellsize {$cellsizeX $cellsize $thickness}
  atlas :atlas
}]
```

Definition der Austauschwechselwirkung

```
Specify Oxs_UniformExchange {
  A 13E-12
}
```

Definition des Entmagnetisierungsfeldes

```
Specify Oxs_Demag {}
```

3. Definition eines uniformen Magnetfeldes

```
Specify Oxs_UZeeman:extfield0 [subst {  
  comment {Field values in Tesla; scale to A/m}  
  multiplier [expr {1/$MU0}]  
  Hrange {  
    {0 0 0 0.4 0 0 400}  
  }  
}]
```

4. Definition eines zeitlich variablen Magnetfeldes

```
Specify Oxs_ScriptUZeeman:microwavefield0 {  
  script_args total_time  
  script SineField  
  multiplier 1  
}  
proc SineField { total_time } {  
  set PI [expr {4*atan(1.)}]  
  set fr 7.80  
  set Amp 398  
  set Freq [expr {$fr*1e9*(2*$PI)}]  
  set Hz [expr {$Amp*sin($Freq*$total_time)}]  
  set dHz [expr {$Amp*$Freq*cos($Freq*$total_time)}]  
  return [list 0 0 $Hz 0 0 $dHz]  
}
```

Definition des Lösungsverfahrens

```
Specify Oxs_RungeKuttaEvolve {  
  do_precess 1  
  gamma_LL 2.343e5  
  alpha 0.007  
  max_timestep 1e-12  
}
```


5. Definition der Iterationsschritte

```
Specify Oxs_TimeDriver [subst {
  basename B7.80GHz
  vector_field_output_format {binary 4}
  scalar_output_format %.15g
  evolver Oxs_RungeKuttaEvolve
  mesh :mesh
  stopping_time $Ti
  Ms 830e3
  m0 { Oxs_FileVectorField {
    atlas :atlas
    norm 1
    file relax.omf
  }}
}]
```

Speicheroptionen

```
Destination archive mmArchive

Schedule DataTable archive Stage 1
Schedule Oxs_TimeDriver::Magnetization archive Stage 1
```

Da schon im vorherigen Abschnitt 6.21 einige grundlegende Funktionen einer OOMMF-Datei kommentiert worden sind, werden die entsprechenden Stellen hier nur abermals erwähnt, falls dort neue Aspekte vorhanden sind. Ein wesentlicher Unterschied in der hier vorgestellten OOMMF-Datei besteht darin, dass nun sowohl ein statisches als auch ein dynamisches Magnetfeld erzeugt wird.

1. In diesem Bereich werden globale Variablen definiert, die im Weiteren in den Unterprogrammen verwendet werden können. Dazu wird eine Variable mit dem Befehl “set” gekennzeichnet und ihr ein Zahlenwert zugeordnet.
2. Falls die globalen Variablen in einem Unterprogramm genutzt werden sollen, muss dieses mit dem Zusatz “subst” (für Substitution) aufgerufen werden. Nur dann werden den Variablen die entsprechenden Werte zugewiesen. So ist anhand des Beispiels zu sehen, dass dort die Dimensionen der Welt mittels mehrerer Variablen bestimmt werden.
3. Durch dieses Unterprogramm wird dem System ein Magnetfeld hinzugefügt, dessen Betrag und die Richtung schrittweise verändert werden kann. Die Einheit, in der das Feld angegeben werden muss, ist auf Grund des “multiplier” Tesla.

Die ersten drei Zahlen von “Hrange” geben die jeweiligen x , y , z Startwerte des Feldes an, wohingegen die folgenden drei Zahlen die Endwerte festlegen. Durch die letzte Zahl wird die Anzahl der Feldschritte bestimmt, die zum Erreichen der Endwerte benötigt werden. Während eines Feldschrittes ist das Feld zeitlich konstant und homogen über die gesamte simulierte Welt, das heißt an jeder Zelle liegt das gleiche Magnetfeld an. Die Berechnung für einen Feldschritt ist beendet, wenn das System die, vom Benutzer angegebene, Abbruchbedingung erfüllt hat. Ist dies der Fall, werden die momentanen Werte aller berechneten Größen, die das System zu diesem Zeitpunkt besitzt abgespeichert und der Betrag des Feldes wird instantan um den entsprechenden Feldschrittwert verändert. Somit entspricht diese Art von Feld einem externen Magnetfeld, dass in einem FMR-Experiment angelegt wird. Das Beispiel zeigt, also ein ausschließlich in x -Richtung anliegendes Magnetfeld, welches in 400 Schritten von 0 mT bis 400 mT erhöht wird.

4. Durch das hier vorgestellte Unterprogramm wird dem System ein weiteres Magnetfeld hinzugefügt, dessen Verhalten sich mittels eines, vom Benutzer erstellten, Skriptes bestimmen lässt. Das Skript trägt den Namen “SineField” und wird innerhalb des Unterprogramms aufgerufen. Der Name kann beliebig gewählt werden und deutet in diesem Fall schon an, dass es sich bei dem erzeugten Magnetfeld um eine sinusförmige Schwingung $\sin(\omega \cdot t)$ handelt. Damit die zeitliche Variation der Amplitude des Feldes korrekt beschrieben werden kann, benötigt man die Variable “total_time”, deren Wert zuvor durch die absolute Simulationszeit festgelegt worden ist. Zusätzlich wird dem Feld eine Frequenz f vorgegeben, mit welcher es die Schwingung durchführt (im Beispiel ist das 7.8 GHz). Des Weiteren bedarf es ebenfalls der Angabe der maximalen Schwingungsamplitude, wobei diese die Einheit A/m besitzt ($398\text{ A/m} \approx 0.5\text{ mT}$). Mittels der Kenntnis dieser Größen ist es nun möglich sowohl die Amplitude des Feldes zum Zeitpunkt t anzugeben, als auch deren zeitliche Änderungsrate zu berechnen. Diese beiden berechneten Größen charakterisieren das Verhalten des Magnetfeldes und werden daher vom Skript ausgegeben. Dazu wird der Befehl “return” verwendet, dessen ersten drei Zahlen die Werte der Amplitude in x , y , z Richtung wiedergeben und durch die letzten drei Zahlen die entsprechende zeitliche Änderung festgelegt wird. Dieses zusätzliche, sinusförmige Magnetfeld simuliert das Hochfrequenzfeld eines realen FMR-Experimentes, insofern es eine Komponente senkrecht zum, zuvor beschriebenen, externen Feld aufweist. Daher ist in der Beispieldatei das sinusförmige Magnetfeld ausschließlich in z -Richtung angelegt. Die Amplitude des Feldes ist zwar zeitabhängig, aber trotzdem ist diese über die gesamte simulierte Welt konstant. Das heißt für einen festen Zeitpunkt gilt, dass auf alle Zellen des Systems das gleiche sinusförmige Feld wirkt. Im Unterschied zum externen Feld ändert sich über die gesamte Simulationsdauer niemals die maximale Schwingungsamplitude.

5. Für die Simulation eines FMR-Spektrums wird die relative Simulationszeit als Abbruchbedingung benötigt (siehe Abschnitt 4.4.1). Erreicht die Simulationszeit einen fest vorgegebenen Wert “stopping_time”, dann werden die aktuellen Werte aller Größen abgespeichert und die Simulation geht einen Schritt weiter, indem sie den Betrag des statischen Feldes verändert. Des Weiteren wird beginnt die relative Simulationszeit für den neuen Schritt wieder bei dem Wert 0. Die Abbruchzeit “Ti” ist als globale Variable in 1.) definiert worden und entspricht in diesem Fall 49 ganze Schwingungsperioden des sinusförmigen Feldes.

$$49 \cdot \frac{1}{7.8 \cdot 10^9 \frac{1}{s}} = 6.28205 \cdot 10^{-9} s$$

Als Anfangszustand der Simulation wird ein zuvor berechneter Zustand des System verwendet. Die Informationen für diesen Zustand befinden sich in einer *.omf Datei. Durch die gewählten Speicheroptionen wird solch eine Datei immer beim Erreichen der Abbruchbedingung erzeugt. Der Name “relax.omf” bedeutet, dass der relaxierte Grundzustand als Anfangszustand gewählt worden ist. Für das gezeigte Beispiel ist dies durchaus sinnvoll, da das statische Magnetfeld bei Simulationsbeginn einen Wert von 0 mT aufweist. Die Magnetisierung befindet sich also in einem relaxierten Grundzustand.

6.23 Dispersionsrelationen einer 300 nm breiten Permalloy-Leiterbahn

Bisher wurde ausschließlich das Verhalten von Anregungsmoden an einer 1 μm breiten Leiterbahn untersucht. Es sind jedoch ebenfalls frequenzabhängige Dispersionsrelationen für eine Leiterbahnbreite von 300 nm durchgeführt worden. Für diese Simulationen wurde ausschließlich die Breite verändert. Alle übrigen Simulationsparameter sind in Abschnitt 4.5.2 und Abschnitt 4.5.3 über die entsprechenden Richtungen des externen Feldes zu finden. Da beide Systeme aus jeweils 13000 Zellen bestehen, ist die Zellenbreite von 20 nm auf 6 nm reduziert worden.

Die folgende Abbildung zeigt einen Vergleich der beiden Systeme. Die Anregungsmoden der 300 nm breiten Leiterbahn sind mit Hilfe von Momentaufnahmen identifiziert worden. Der wesentliche physikalische Unterschied zwischen den Systemen ist das Entmagnetisierungsfeld in y -Richtung. Aus der Verringerung der Leiterbahnbreite resultiert ein erhöhter Betrag von N_y . Diese Erhöhung beeinflusst sowohl das statische als auch das dynamische Entmagnetisierungsfeld. Auf eine ausführliche Diskussion wird auf Grund deren Umfangs an dieser Stelle verzichtet.

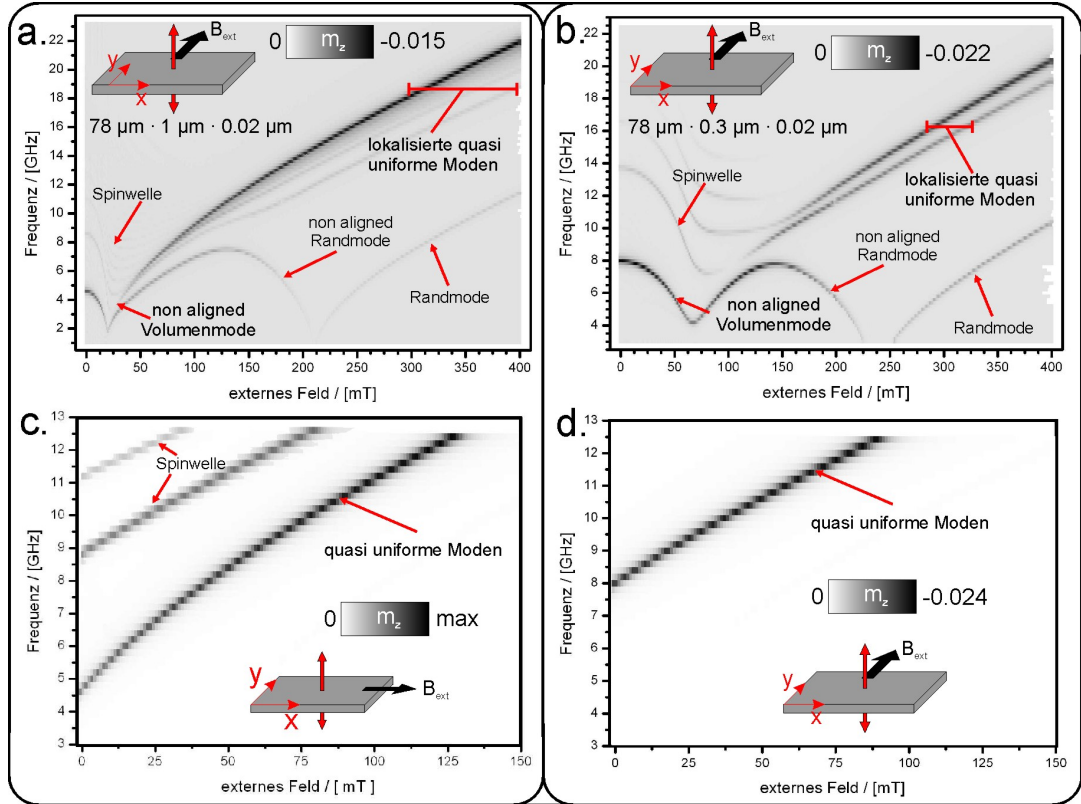


Abbildung 6.8: In a. und c. sind die frequenzabhängigen Dispersionsrelationen einer $1 \mu\text{m}$ breiten Leiterbahn für unterschiedliche Richtungen des externen Feldes gezeigt. Deren Anregungsmoden sind in Abschnitt 4.5.2 (leichte Richtung) und Abschnitt 4.5.3 (schwere Richtung) diskutiert worden. Dem entsprechende Dispersionsrelationen für eine 300 nm breite Leiterbahn sind in b. und d. abgebildet.

6.24 Entmagnetisierungsfeld einer verkippten Magnetisierung

Für diese Beschreibung sei vorausgesetzt, dass das System mit einem Makrospin beschrieben werden kann, das heißt die Magnetisierung des gesamten Körpers verhält sich auf die gleiche Weise. Des Weiteren sei angenommen, dass für das System $N_x = 0$ gilt. Durch diese Bedingung müsste das System in dieser Dimension unendlich

ausgedehnt sein. Die Vektoren der Magnetisierung bzw. des externen Feldes sollen wie folgt definiert sein.

$$\underline{M} = M_s \begin{pmatrix} \sin(\alpha) \\ \cos(\alpha) \\ 0 \end{pmatrix} \quad \underline{B}_{ext} = B_{ext} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

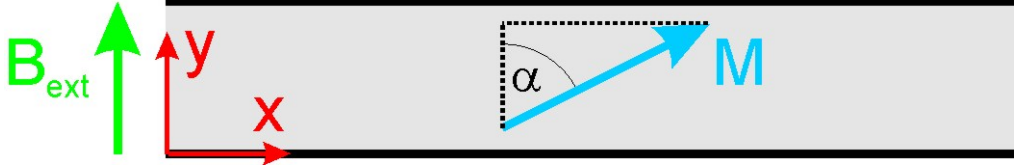


Abbildung 6.9: Schematische Zeichnung des Systems, als einen unendlich langen Streifen, dessen Magnetisierung als Makrospin angesehen werden kann.

Werden nun Energiedichten betrachtet, findet sich für die Zeeman- bzw. Entmagnetisierungsfeldenergiedichte. Wobei davon ausgegangen wird, dass eine Drehung der Magnetisierung von x - zu y -Achse stattfindet und α den Winkel zwischen externem Feld und Magnetisierung angibt.

$$E_{Zee} = -\underline{M} \cdot \underline{B}_{ext} = -B_{ext} \cdot M_s \cdot \cos(\alpha)$$

$$E_{Ent} = -\frac{1}{2} \cdot \underline{M} \cdot \underline{B}_{Ent} = \frac{1}{2} \cdot \mu_0 \cdot N_y \cdot M_s^2 \cdot \cos^2(\alpha)$$

Beinhaltet das System nur diese beiden Energiebeiträge setzt sich daraus die Gesamtenergiedichte $E_g = E_{Zee} + E_{Ent}$ zusammen. Um ein Minimum/Maximum der Funktion zu finden, wird diese nach α (die einzige freie Variable) differenziert.

$$\frac{dE_g}{d\alpha} = B_{ext} \cdot M_s \cdot \sin(\alpha) - \mu_0 \cdot N_y \cdot M_s^2 \cdot \cos(\alpha) \cdot \sin(\alpha) = 0$$

Wird nur der Winkelbereich von $\alpha = 0^\circ - 90^\circ$ berücksichtigt und vernachlässigt man die triviale Lösung $\sin(\alpha) = 0$ (die Magnetisierung soll ja eine Verkipfung aufweisen), findet sich die folgende Beziehung zwischen externen Feld und Entmagnetisierungsfeld.

$$B_{ext} = \mu_0 \cdot N_y \cdot M_s \cdot \cos(\alpha) = \mu_0 \cdot N_y \cdot M_y \quad (6.58)$$

Die Gleichung zeigt, dass der Betrag des Entmagnetisierungsfeldes exakt so groß ist, wie der des angelegten externen Feldes. Da beide Felder unterschiedliche Vorzeichen besitzen, summieren sie sich zu einem effektiven Feld der Stärke 0 mT auf. Dies gilt allerdings nur solange $\alpha \neq 0$. Denn ist die Magnetisierung einmal ausgerichtet, erhöht sich das Entmagnetisierungsfeld nicht mehr, wohingegen das externen Feld beliebig

hohe Werte annehmen kann.

Weiterhin lässt sich auch die Gesamtenergie des Systems graphisch darstellen. Für die vorgegebenen Werte, die an die Permalloy-Leiterbahn angelehnt sind, findet sich der folgende Kurvenverlauf der Gesamtenergie.

$$M_s = 830000 \text{ A/m} \quad B_{ext} = 0.013 \text{ mT} \quad N_y = 0.02$$

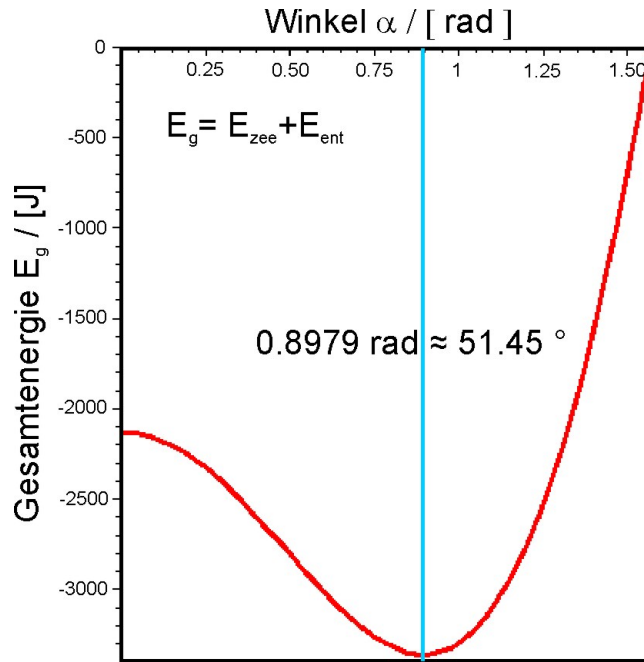


Abbildung 6.10: Verlauf der Gesamtenergie über den Winkelbereich von $\alpha = 0^\circ$ bis 90° . Es lässt sich ein Energieminimum bei ca. $\alpha = 51.45^\circ$ feststellen, weshalb das System bestrebt ist, genau diesen Winkel zwischen Magnetisierung und externem Feld einzunehmen.

6.25 Momentaufnahmen eines FMR-Spektrums

Dieser Abschnitt bezieht sich auf das in Abb. 4.55 a. gezeigten berechneten FMR-Spektrums (18 GHz) einer Permalloy-Leiterbahn. An jedem Punkt des Spektrums (1 mT Feldschritte) existiert eine Momentaufnahme des Systems, wobei im Folgenden alle Momentaufnahmen in einem Feldbereich von 296 mT bis 340 mT abgebildet sind. Es lässt sich gut erkennen, wie der ausgelenkte, blaue Bereich (das ist nicht zwingend ausschließlich der resonante Bereich) von der Leiterbahnmitte in die Randregionen wandert und dabei eine immer kleinere laterale Ausdehnung einnimmt.

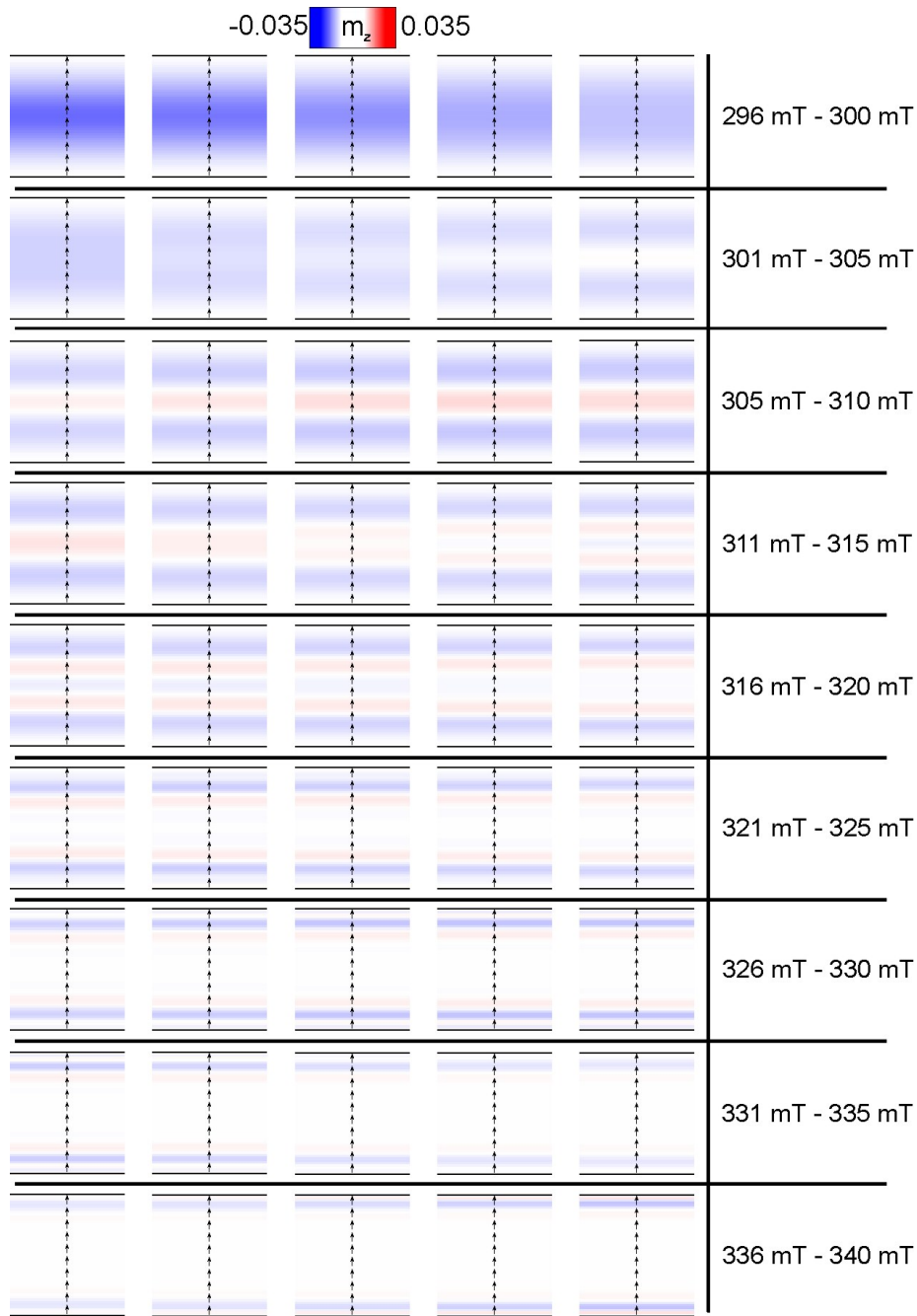


Abbildung 6.11: Es sind Ausschnitte aus den Momentaufnahmen der Zellenkonfiguration der $1\ \mu\text{m}$ breiten Permalloy-Leiterbahn gezeigt. Das externe Feld variiert in einem Bereich von 296 mT bis 340 mT, wobei die m_z -Komponente farbcodiert dargestellt ist.

Literaturverzeichnis

- [Abr70] A. ABRAGAM, B. BLEANEY. *Electron paramagnetic resonance of transition ions*. Oxford (1970) 19
- [Aha91] A. AHARONI. *Magnetostatic energy calculations*. *Magnetics, IEEE Transactions on* Band 27: S. 3539 (1991) 33
- [Aha00] A. AHARONI. *Introduction to the Theory of Ferromagnetism*. Oxford (2000) 34
- [Aku29] N. S. AKULOV. *Über das magnetische Quadrupolmoment des Eisenatoms*. *Zeitschrift für Physik* Band 57: S. 249 (1929), DOI: [10.1007/BF01339712](https://doi.org/10.1007/BF01339712) 40
- [Ale12] G. ALEJANDRO, J. MILANO, L. STEREN, J. GAYONE, M. EDDRIEF, V. ETGENS. *Fe/MnAs bilayers: Magnetic anisotropy and the role of the interface*. *Physica B* (2012), DOI: [10.1016/j.physb.2011.12.053](https://doi.org/10.1016/j.physb.2011.12.053) 25
- [Ame55] W. AMENT, G. T. RADO. *Electromagnetic Effects of Spin Wave Resonance in Ferromagnetic Metals*. *Phys. Rev.* Band 97: S. 1558 (1955) 23
- [And50] P. W. ANDERSON. *Antiferromagnetism. Theory of Superexchange Interaction*. *Phys. Rev.* Band 79: S. 350 (1950), DOI: [10.1103/PhysRev.79.350](https://doi.org/10.1103/PhysRev.79.350) 16
- [Ani99] A. N. ANISIMOV, M. FARLE, P. POULOPOULOS, W. PLATOW, K. BARBERSCHKE, P. ISBERG, R. WÄPPLING, A. M. N. NIKLASSON, O. ERIKSSON. *Element Specific Versus Integral Structural and Magnetic Properties of Co:ZnO and Gd:GaN Probed with Hard X-ray Absorption Spectroscopy*. *Physical Review Letters* Band 82: S. 2390 (1999), DOI: [10.1103/PhysRevLett.82.2390](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.82.2390) 19
- [Ash01] N. W. ASHCROFT, N. D. MERMIN. *Festkörperphysik*. Oldenbourg Wissenschaftsverlag (2001) 45, 82
- [Ban00] V. BANGE. *Einrichtung des Versuches Squid*. Diplomarbeit, Albert-Ludwig-Universität Freiburg (2000) 95
- [Ban11] A. BANHOLZER, R. NARKOWICZ, C. HASSEL, R. MECKENSTOCK, S. STIENEN, O. POSTH, D. SUTER, M. FARLE, J. LINDNER. *Visualization of spin dynamics in single nanosized magnetic elements*. *Nanotechnology* Band 22: S. 295713 (2011), DOI: [10.1088/0957-4484/22/29/295713](https://doi.org/10.1088/0957-4484/22/29/295713) 11

-
- [Bar07] J. BARBOSA, B. G. ALMEIDA, J. A. MENDES, A. G. ROLO, J. P. ARAÚJO, J. B. SOUSA. *Nanogranular BaTiO₃ - CoFe₂O₄ thin films deposited by pulsed laser ablation*. Journal of Applied Physics Band 101 (2007) 62, 67
- [Bar11] I. BARSUKOV, S. MANKOVSKY, A. RUBACHEVA, R. MECKENSTOCK, D. SPODIG, J. LINDNER, N. MELNICHAK, B. KRUMME, S. I. MAKAROV, H. WENDE, H. EBERT, M. FARLE. *Magnetocrystalline anisotropy and Gilbert damping in iron-rich Fe_{1-x}Si_x thin films*. Phys. Rev. B Band 84: S. 180405 (2011), DOI: 10.1103/PhysRevB.84.180405 20
- [Ber74] L. BERGMANN, C. SCHÄFER. *Lehrbuch der Experimentalphysik*, Band 1. Gruyter (1974) 209
- [Ber92] L. BERGMANN, C. SCHÄFER. *Lehrbuch der Experimentalphysik*, Band 6. Gruyter (1992) 15, 18, 36, 202
- [Blo50] N. BLOEMBERGEN. *On the Ferromagnetic Resonance in Nickel and Superalloy*. Phys. Rev. Band 78: S. 572 (1950) 22
- [Blü99] S. BLÜGEL. *Magnetische Anisotropie und Magnetostraktion (Theorie)*. In 30. IFF-Ferienkurs: Magnetische Schichtsysteme in Forschung und Anwendung. Forschungszentrums Jülich GmbH (1999) 33, 42
- [Boh13] N. BOHR. *On the Constitution of Atoms and Molecules Part II. Systems containing only a Single Nucleus*. Philos. Mag. Band 26: S. 476 (1913) .. 203
- [Bon86] D. BONNENBERG, K. A. HEMPEL, H. P. J. WIJN. *Landolt-Börnstein*, Band III19a, Kapitel Magnetic Properties of 3d, 4d, and 5d Elements, Alloys and Compounds. Springer-Verlag, Berlin (1986) 118, 167
- [Bon05] R. BONIN, M. L. SCHNEIDER, T. J. SILVA, J. P. NIBARGER. *Dependence of magnetization dynamics on magnetostriction in NiFe alloys*. Journal of Applied Physics Band 98 (2005), DOI: 10.1063/1.2143121 118, 124, 168
- [Boz51] R. M. BOZORTH. *Ferromagnetism*. IEEE Press (1951) 42
- [Boz55] R. M. BOZORTH, E. F. TILDEN, A. J. WILLIAMS. *Anisotropy and Magnetostriction of Some Ferrites*. Phys. Rev. Band 99: S. 1788 (1955), DOI: 10.1103/PhysRev.99.1788 45, 46
- [Bro57] W. F. BROWN, A. H. MORRISH. *Effect of a Cavity on a Single-Domain Magnetic Particle*. Phys. Rev. Band 105: S. 1198 (1957), DOI: 10.1103/PhysRev.105.1198 34
- [Bro62] W. F. BROWN. *Magnetostatic Principles in Ferromagnetism*. North-Holland Publishing Co. (1962) 34

- [Bro01] I. N. BRONSTEIN, K. A. SEMENDJAJEW, G. MUSIOL, H. MÜHLIG. *Taschenbuch der Mathematik*. Verlag Harri Deutsch (2001) 28, 31, 220
- [Bru93] P. BRUNO. *Physical origins and theoretical models of magnetic anisotropy*. In *24. IFF-Ferienkurs: Magnetismus von Festkörpern und Grenzflächen*. Forschungszentrums Jülich GmbH (1993) 43
- [Büc05] H. BÜCH. *Das Ising-Modell*. Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster (2005) 17
- [But87] J. C. BUTCHER. *The numerical analysis of ordinary differential equations: Runge-Kutta and general linear methods*. Wiley-Interscience New York (1987) 117
- [Che99] Y. CHEN, J. E. SNYDER, C. R. SCHWICHTENBERG, K. W. DENNIS, R. W. MCCALLUM, D. C. JILES. *Metal-bonded Co-ferrite composites for magnetostrictive torque sensor applications*. IEEE Transactions on Magnetics Band 35: S. 3652 (1999) 46
- [Chi97] S. CHIKAZUMI. *Physics of Ferromagnetism*. Oxford (1997) 42, 43, 44, 45, 46
- [Clo58] A. M. CLOGSTON. *Inhomogeneous Broadening of Magnetic Resonance Lines*. Journal of Applied Physics Band 29 (1958), DOI: 10.1063/1.1723123 30
- [Coh96] R. COHEN. *Periodic slab LAPW computations for ferroelectric BaTiO₃*. Journal of Physics and Chemistry of Solids Band 57: S. 1393 (1996), DOI: 10.1016/0022-3697(96)00003-0 73
- [Cos06] M. V. COSTACHE, M. SLADKOV, C. H. VAN DER WAL, B. J. VAN WEES. *On-chip detection of ferromagnetic resonance of a single submicron Permalloy strip*. Applied Physics Letters Band 89: S. 192506 (2006), DOI: 10.1063/1.2385405 11
- [Cou85] C. A. COULOMB. *Second mémoire sur l'électricité et le magnétisme*. Mémoires de l'Académie Royale des Sciences S. 578–611 (1785) 206
- [Cow07] R. P. COWBURN. *Spintronics: Change of direction*. Nature Materials Band 6 (2007), DOI: 10.1038/nmat1877 10
- [Cry] CrystalMaker Software. *Crystallmaker Version 8.6*. URL <http://crystallmaker.com> 71
- [Cur95] P. CURIE. *Lois expérimentales du magnétisme. Propriétés magnétiques des corps à diverses températures*. Annales de Chimie et de Physique (1895) . 15
- [Dam61] R. W. DAMON, J. R. ESHBACH. *Magnetostatic modes of a ferromagnet slab*. Journal of Physics and Chemistry of Solids Band 19: S. 308 (1961) ... 48, 52

-
- [Dem98] W. DEMTRÖDER. *Experimentalphysik 1*. Springer (1998) 44, 203, 205
- [Dem01] S. O. DEMOKRITOV, B. HILLEBRANDS, A. N. SLAVIN. *Brillouin light scattering studies of confined spin waves: linear and nonlinear confinement*. Physics Reports Band 348: S. 441 (2001) 53
- [Dem02] W. DEMTRÖDER. *Experimentalphysik 2*. Springer (2002) 17, 202, 210
- [Dem04] W. DEMTRÖDER. *Experimentalphysik 3*. Springer (2004) 18, 56
- [Dir27] P. A. M. DIRAC. *The Quantum Theory of the Emission and Absorption of Radiation*. Proc. R. Soc. Lond. A Band 114 (1927), DOI: [10.1098/rspa.1927.0039](https://doi.org/10.1098/rspa.1927.0039) 56
- [Don10] M. J. DONAHUE, D. G. PORTER. *OOMMF User's Guide*. National Institute of Standards and Technology (2010). URL <http://math.nist.gov/oommf/doc/> 115, 236
- [Dra88] H. J. G. DRASSISMA, W. J. M. DE JONGE. *Surface and volume anisotropy from dipole-dipole interactions in ultrathin ferromagnetic films*. Journal of Applied Physics Band 64 (1988), DOI: [10.1063/1.341397](https://doi.org/10.1063/1.341397) 40
- [Dun52] R. H. DUNGAN, D. F. KANE, L. R. BICKFORD. *Lattice Constants and Dielectric Properties of Barium Titanate-Barium Stannate-Strontium Titanate Bodies*. Journal of the American Ceramic Society Band 35: S. 318 (1952), DOI: [10.1111/j.1151-2916.1952.tb13056.x](https://doi.org/10.1111/j.1151-2916.1952.tb13056.x) 69
- [Eer06] W. EERENSTEIN, N. D. MATHUR, J. F. SCOTT. *Multiferroic and magnetoelectric materials*. Nature Band 442: S. 759 (2006), DOI: [10.1038/nature05023](https://doi.org/10.1038/nature05023) 10
- [Eer07] W. EERENSTEIN, M. WIORA, J. L. PRIETO, J. F. SCOTT, N. D. MATHUR. *Giant sharp and persistent converse magnetoelectric effects in multiferroic epitaxial heterostructures*. Nature Materials Band 6 (2007), DOI: [10.1038/nmat1886](https://doi.org/10.1038/nmat1886) 10
- [Ein15] A. EINSTEIN. *Experimenteller Nachweis der Ampéreschen Molekularströme*. Naturwissenschaften Band 3: S. 237 (1915), URL <http://dx.doi.org/10.1007/BF01546392>. [10.1007/BF01546392](https://doi.org/10.1007/BF01546392) 204
- [Eom92] C. B. EOM, R. J. CAVA, R. M. FLEMING, J. M. PHILLIPS, R. B. VANDOVER, J. H. MARSHALL, J. W. HSU, J. J. KRAJEWSKI, W. F. PECK. *Single-Crystal Epitaxial Thin Films of the Isotropic Metallic Oxides $Sr_{1-X}Ca_XRuO_3$ ($0 \leq X \leq 1$)*. Science Band 258: S. 1766 (1992) 73, 81

- [Far98] M. FARLE. *Ferromagnetic resonance of ultrathin metallic layers*. Reports on Progress in Physics Band 61(7): S. 755 (1998), DOI: [10.1088/0034-4885/61/7/001](#) 11, 40
- [Fau12] K. FAUTH, B. MÜNZING. *Unterdrückter Impuls*. Physik Journal Band 5: S. 22 (2012) 18
- [Fie05] M. FIEBIG. *Revival of the magnetoelectric effect*. Journal of Physics D: Applied Physics Band 38 (2005), DOI: [10.1088/0022-3727/38/8/R01](#) 9
- [Fra55] B. C. FRAZER, H. R. DANNER, R. PEPINSKY. *Single-Crystal Neutron Analysis of Tetragonal BaTiO₃*. Phys. Rev. Band 100: S. 745 (1955), DOI: [10.1103/PhysRev.100.745](#) 68, 235
- [Fra88] Z. FRAIT, D. FRAITOVA. *Spin-Wave Resonance in Metals (Chapter 1 in Spin Waves and Magnetic Excitations)*. North-Holland Physics Publishing (1988) 23, 27
- [Fra94] Z. FRAIT, D. FRAITOVA, C. DUFOUR, P. MANGIN, G. MARCHAL. *Magnetic Surface Anisotropy at the Iron-Silicon Interface*. IEEE Transactions on Magnetism Band 30: S. 711 (1994) 23
- [Fri10] D. FRITSCH, C. EDERER. *Epitaxial strain effects in the spinel ferrites CoFe₂O₄ and NiFe₂O₄ from first principles*. Phys. Rev. B Band 82(10):104117 (2010), DOI: [10.1103/PhysRevB.82.104117](#) 71
- [Fri12] D. FRITSCH, C. EDERER. *First-principles calculation of magnetoelastic coefficients and magnetostriction in the spinel ferrites CoFe₂O₄ and NiFe₂O₄*. Phys. Rev. B Band 86: S. 014406 (2012), DOI: [10.1103/PhysRevB.86.014406](#) ... 45
- [Gil04] T. L. GILBERT. *A Phenomenological Theory of Damping in Ferromagnetic Materials*. IEEE Transactions on Magnetism Band 40(6): S. 3443 (2004), DOI: [10.1109/TMAG.2004.836740](#) 21
- [Gra58] C. D. GRAHAM. *Magnetocrystalline Anisotropy Constants of Iron at Room Temperature and Below*. Phys. Rev. Band 112: S. 1117 (1958), DOI: [10.1103/PhysRev.112.1117](#) 42
- [Gra59] C. D. GRAHAM. *Anisotropy Constants of Iron and Iron-Silicon Alloys at Room Temperature and Below*. Journal of Applied Physics Band 30 (1959), DOI: [10.1063/1.2185952](#) 42
- [Gre28] G. GREEN. *An Essay on the Application of mathematical Analysis to the theories of Electricity and Magnetism* (1828) 206

-
- [Gru82] L. A. GRUNES, R. D. LEAPMAN, C. N. WILKER, R. HOFFMANN, A. B. KUNZ. *Oxygen K near-edge fine structure: An electron-energy-loss investigation with comparisons to new theory for selected 3d transition-metal oxides*. Physical Review B Band 25 (1982), DOI: [10.1103/PhysRevB.25.7157](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.25.7157) 103
- [Gus02] K. Y. GUSLIENKO, S. O. DEMOKRITOV, B. HILLEBRANDS, A. N. SLAVIN. *Effective dipolar boundary conditions for dynamic magnetization in thin magnetic stripes*. Phys. Rev. B Band 66: S. 132402 (2002), DOI: [10.1103/PhysRevB.66.132402](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.66.132402) 157
- [Hak02] H. HAKEN, H. C. WOLF. *Atom- und Quantenphysik*. Springer (2002) 18, 56
- [Har00] A. J. HARTMANN, M. NEILSON, R. N. LAMB, K. WATANABE, J. F. SCOTT. *Ruthenium oxide and strontium ruthenate electrodes for ferroelectric thin-films capacitors*. Applied Physics A Band 70: S. 239 (2000), DOI: [10.1007/s003390050041](https://doi.org/10.1007/s003390050041) 81
- [Has09] C. HASSEL, S. STIENEN, F. M. RÖMER, R. MECKENSTOCK, G. DUMPICH, J. LINDNER. *Resistance of domain walls created by means of a magnetic force microscope in transversally magnetized epitaxial Fe wires*. Applied Physics Letters Band 95(3):032504 (2009), DOI: [10.1063/1.3187219](https://doi.org/10.1063/1.3187219) 94
- [Hei28] W. HEISENBERG. *Zur Theorie des Ferromagnetismus*. Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei Band 49: S. 619 (1928), DOI: [10.1007/BF01328601](https://doi.org/10.1007/BF01328601) 16
- [Hei88] B. HEINRICH, S. T. PURCELL, J. R. DUTCHER, K. B. URQUHART, J. F. COCHRAN, A. S. ARROTT. *Structural and magnetic properties of ultrathin Ni/Fe bilayers grown epitaxially on Ag(001)*. Phys. Rev. B Band 38: S. 12879 (1988), DOI: [10.1103/PhysRevB.38.12879](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.38.12879) 40
- [Hei93] B. HEINRICH, J. F. COCHRAN. *Ultrathin metallic magnetic films: magnetic anisotropies and exchange interactions*. Advances in Physics Band 42(5): S. 523 (1993), DOI: [10.1080/00018739300101524](https://doi.org/10.1080/00018739300101524) 40
- [Hel88] K. H. HELLWEGE. *Einführung in die Festkörperphysik*. Springer Verlag (1988) 23
- [Hen07] A. HENDRYCH, R. KBINEK, A. V. ZHUKOV. *The magnetic force microscopy and its capability for nanomagnetic studies - The short compendium*. In *Modern Research and Educational Topics in Microscopy*. Format (2007) 92
- [Hil99] B. HILLEBRANDS. *Spindynamik in magnetischen Schichten und Vielfachschichten*. In *30. IFF-Ferienkurs: Magnetische Schichtsysteme in Forschung und Anwendung*. Forschungszentrums Jülich GmbH (1999) 53

- [Hil00] N. A. HILL. *Why Are There so Few Magnetic Ferroelectrics?* The Journal of Physical Chemistry B Band 104 (2000), DOI: [10.1021/jp000114x](https://doi.org/10.1021/jp000114x) 10
- [Hon05] L. HONGHONG, W. JIE, L. RUIPENG, G. YUXIAN, W. FENG, H. ZHIWEI. *X-ray magnetic circular dichroism: Orbital and spin moments of iron single-crystal thin film deposited on MgO substrate.* Chinese Science Bulletin Band 50: S. 950 (2005), DOI: [10.1360/982004-600](https://doi.org/10.1360/982004-600) 18
- [Hou10] Y. H. HOU, Y. J. ZHAO, Z. W. LIU, H. Y. YU, X. C. ZHONG, W. Q. QIU, D. C. ZENG, L. S. WEN. *Structural, electronic and magnetic properties of partially inverse spinel CoFe₂O₄: a first-principles study.* Journal of Physics D: Applied Physics Band 43 (2010), DOI: [10.1088/0022-3727/43/445003](https://doi.org/10.1088/0022-3727/43/445003) . 71
- [Hov02] P. HOVINGTON, R. GAUVIN, A. R. COUTURE, D. DROUIN, P. HORNY, H. DEMERS. *CASINO Version 2.42.* Monte Carlo simulation of electron trajectory in solids (2002), URL <http://www.gel.usherbrooke.ca/casino/> 89
- [Hub98] A. HUBERT, R. SCHÄFER. *Magnetic Domains.* Springer (1998) ... 131, 202
- [Hur95] M. J. HURBEN, C. E. PATTON. *Theory of magnetostatic waves for in-plane magnetized isotropic films.* Journal of Magnetism and Magnetic Materials Band 139: S. 263 (1995) 52
- [Ima68] N. IMAMURA, S. CHIKAZUMI. *Determination of Exchange Stiffness Constant of Permalloy Thin Films by a Pulse Switching Technique.* Journal of the Physical Society of Japan Band 24(3): S. 648 (1968), DOI: [10.1143/JPSJ.24.648](https://doi.org/10.1143/JPSJ.24.648) 119
- [Jac06] J. D. JACKSON. *Klassische Elektrodynamik.* de Gruyter (2006) .. 17, 26, 33
- [Jon59] G. H. JONKER. *Analysis of the semiconducting properties of cobalt ferrite.* J. Phys. Chem. Solids Band 9: S. 165 (1959) 71
- [Jos65] R. I. JOSEPH, E. SCHLÖMANN. *Demagnetizing Field in Nonellipsoidal Bodies.* Journal of Applied Physics Band 36: S. 1579 (1965) 35
- [Jou42] J. P. JOULE. *On a new Class of Magnetic Forces.* Annals of Electricity Band 8: S. 219 (1842) 44
- [Kal06] S. S. KALARICKAL, P. KRIVOSIK, M. WU, C. E. PATTON, M. L. SCHNEIDER, P. KABOS, T. J. SILVA, J. P. NIBARGER. *Ferromagnetic resonance linewidth in metallic thin films: Comparison of measurement methods.* Journal of Applied Physics Band 99 (2006), DOI: [10.1063/1.2197087](https://doi.org/10.1063/1.2197087) 30

-
- [Kam12] R. C. KAMBALE, D. Y. JEONG, J. RYU. *Current Status of Magnetoelectric Composite Thin/Thick Films*. Advances in Condensed Matter Physics Band 2012 (2012), DOI: [10.1155/2012/824643](#) 9
- [Kan63] J. KANAMORI. *Anisotropy and Magnetostriction of Ferromagnetic and Antiferromagnetic Materials*, Kapitel 4, S. 127–203. Academic Press, New York (1963) 41
- [Kit47] C. KITTEL. *Interpretation of Anomalous Larmor Frequencies in Ferromagnetic Resonance Experiment*. Phys. Rev. Band 71: S. 270 (1947), DOI: [10.1103/PhysRev.71.270.2](#) 20
- [Kit48] C. KITTEL. *On the Theory of Ferromagnetic Resonance Absorption*. Phys. Rev. Band 73: S. 155 (1948), DOI: [10.1103/PhysRev.73.155](#) 144, 194
- [Kit49] C. KITTEL. *On the Gyromagnetic Ratio and Spectroscopic Splitting Factor of Ferromagnetic Substances*. Phys. Rev. Band 76: S. 743 (1949), DOI: [10.1103/PhysRev.76.743](#) 19
- [Kit58] C. KITTEL. *Excitation of Spin Waves in a Ferromagnet by a Uniform rf Field*. Physical Review Band 110 (1958), DOI: [10.1103/PhysRev.110.1295](#) 157
- [Kit02] C. KITTEL. *Einführung in die Festkörperphysik, 13. Auflage*. Oldenbourg Verlag München, Wien (2002) 19, 223
- [Kle09a] W. KLEEMANN. *Switching magnetism with electric fields*. Physics Band 2: S. 105 (2009), DOI: [10.1103/Physics.2.105](#) 9
- [Kle09b] A. KLEIBERT, K.-H. MEIWES-BROER, J. BANSMANN. *Size-dependent magnetic spin and orbital moments of Fe nanoparticles deposited onto Co/W(110)*. Phys. Rev. B Band 79: S. 125423 (2009), DOI: [10.1103/PhysRevB.79.125423](#) 18
- [Kol04] W. KOLLENBERG. *Technische Keramik*. Vulkan-Verlag GmbH (2004) 68
- [Kor34] M. KORNETZKI. *Über die Magnetostraktion von ferromagnetischen Ellipsoiden*. Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei Band 87: S. 560 (1934), DOI: [10.1007/BF01333325](#) 46
- [Kre03] H. KREBS, M. WEISHEIT, J. FAUPEL, E. S. ABD T. SCHARF, C. FUHSE, M. STÖRMER, K. STURM, M. SEIBT, H. KIJEWski, D. NELKE, E. PANCHENKO, M. BUBACK. *Pulsed Laser Deposition (PLD) - a Versatile Thin Film Technique*. Adv. in Solid State Phys. Band 43 (2003) 61

- [Kro11] P. KRONE, M. ALBRECHT, T. SCHREFL. *Micromagnetic simulation of ferromagnetic resonance of perpendicular granular media: Influence of the intergranular exchange on the Landau-Lifshitz-Gilbert damping constant*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials Band 323: S. 432 (2011), DOI: [10.1016/j.jmmm.2010.09.038](https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2010.09.038) 28
- [Lam47] W. E. LAMB, R. C. RETHERFORD. *Fine Structure of the Hydrogen Atom by a Microwave Method*. Phys. Rev. Band 72: S. 241 (1947), DOI: [10.1103/PhysRev.72.241](https://doi.org/10.1103/PhysRev.72.241) 19
- [Lan35] L. D. LANDAU, E. M. LIFSHITZ. *On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies*. Physikalische Zeitschrift der Sowjetunion Band 8: S. 153 (1935) 10, 20, 21
- [Las05] N. LASSMANN. *Versuch "Magnetisierung"*. Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (2005) 95
- [Lau11] J. W. LAU, J. M. SHAW. *Magnetic nanostructures for advanced technologies: fabrication, metrology and challenges*. Journal of Physics D: Applied Physics Band 44 (2011), DOI: [10.1088/0022-3727/44/30/303001](https://doi.org/10.1088/0022-3727/44/30/303001) 10
- [Lee55] E. W. LEE. *Magnetostriction and Magnetomechanical Effects*. Reports on Progress in Physics Band 18 (1955), DOI: [10.1088/0034-4885/18/1/305](https://doi.org/10.1088/0034-4885/18/1/305) .. 45
- [Len06] K. LENZ, H. WENDE, W. KUCH, K. BABERSCHKE, K. NAGY, A. JÁNOSSY. *Two-magnon scattering and viscous Gilbert damping in ultrathin ferromagnets*. Phys. Rev. B Band 73: S. 144424 (2006), DOI: [10.1103/PhysRevB.73.144424](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.73.144424) 28
- [Li91] Z. LI, E. S. FISHER, J. Z. LIU, M. V. NEVITT. *Single-crystal elastic constants of Co-Al and Co-Fe spinels*. Journal of Material Science Band 26: S. 2621 (1991), DOI: [10.1007/BF02387728](https://doi.org/10.1007/BF02387728) 98
- [Li06] J. LI. *Engineering of self-assembled multiferroic nanostructures in PbTiO₃ - CoFe₂O₄ thin films*. Dissertation, University of Maryland (2006) 61
- [Lim06] O. I. A. LIMITED. *INCA Energy - Operator Manual*. Oxford Instruments Analytical Limited (2006) 87
- [Lin03] J. LINDNER. *Ferromagnetische Resonanz an ultradünnen magnetischen Einfach- und Mehrfachlagen der 3d-Übergangsmetalle - Statik und Dynamik*. Dissertation, Freie Universität Berlin (2003) 19, 148, 214
- [Lin08] J. LINDNER, M. FARLE. *Magnetic Anisotropy of Heterostructures in Advances and Perspectives in Spinstructures and Spintransport*. Series: Springer Tracts in Modern Physics (2008) 11, 20

-
- [Liu03] X. LIU, J. O. RANTSCHLER, C. ALEXANDER, G. ZANGARI. *High-Frequency Behavior of Electrodeposited Fe-Co-Ni Alloys*. IEEE Transactions on Magnetics Band 39 (2003), DOI: [10.1109/TMAG.2003.815450](#) 30
- [Liu05] G. LIU, C.-W. NAN, Z. K. XU, H. CHEN. *Coupling interaction in multiferroic $BaTiO_3$ - $CoFe_2O_4$ nanostructures*. Journal of Physics D: Applied Physics Band 38: S. 2321 (2005), DOI: [10.1088/0022-3727/38/14/005](#) 46
- [Lüd04] U. LÜDERS, F. SÁNCHEZ, J. FONTCUBERTA. *Self-organized structures in $CoCr_2O_4(001)$ thin films: Tunable growth from pyramidal clusters to a $\{111\}$ fully faceted surface*. Phys. Rev. B Band 70: S. 045403 (2004), DOI: [10.1103/PhysRevB.70.045403](#) 73
- [Mak91] A. MAKSYMOWICZ, J. WHITTING, M. WATSON, A. CHAMBERS. *Exchange constant and surface pinning in single permalloy films*. Thin Solid Films Band 197 (1991), DOI: [10.1016/0040-6090\(91\)90239-T](#) 119
- [Man13] V. R. MANFRINATO, L. ZHANG, D. SU, H. DUAN, R. G. HOBBS, E. A. STACH, K. K. BERGGREN. *Resolution Limits of Electron-Beam Lithography toward the Atomic Scale*. Nano Letters (2013), DOI: [10.1021/nl304715p](#) .. 10
- [Max65] J. C. MAXWELL. *A Dynamical Theory of the Electromagnetic Field*. Phil. Trans. R. Soc. Lond Band 155: S. 459 (1865), DOI: [10.1098/rstl.1865.0008](#) 17, 31
- [McG75] T. R. MCGUIRE, R. I. POTTER. *Anisotropic Magnetoresistance in Ferromagnetic 3d Alloys*. IEEE Transactions on Magnetics Band 11: S. 1018 (1975) 53, 54
- [McM04] R. D. MCMICHAEL, P. KRIVOSIK. *Classical Model of Extrinsic Ferromagnetic Resonance Linewidth in Ultrathin Films*. IEEE Transactions on Magnetics Band 40 (2004), DOI: [10.1109/TMAG.2003.821564](#) 30
- [McM06] R. D. MCMICHAEL, B. B. MARANVILLE. *Edge saturation fields and dynamic edge modes in ideal and nonideal magnetic film edges*. Phys. Rev. B Band 74: S. 024424 (2006), DOI: [10.1103/PhysRevB.74.024424](#) 171, 195
- [Mec07] N. MECKING, Y. S. GUI, C.-M. HU. *Microwave photovoltage and photoresistance effects in ferromagnetic microstrips*. Phys. Rev. B Band 76: S. 224430 (2007) 11, 217
- [Mec08] R. MECKENSTOCK. *Microwave spectroscopy based on scanning thermal microscopy: Resolution in the nanometer range*. Rev. Sci. Instrum. Band 79 (2008), DOI: [10.1063/1.2908445](#) 186

- [Mic02] F. MICHELINI, L. RESSIER, J. DEGAUQUE, P. BAULÉS, A. R. FERT, J. P. PEYRADE, J. F. BOBO. *Permalloy thin films on MgO(001): Epitaxial growth and physical properties*. Journal of Applied Physics Band 92 (2002), DOI: [10.1063/1.1520723](#) 40
- [Mil09] D. L. MILLS. *private Kommunikation* (2009) 48, 225
- [Mis77] R. K. MISHRA, G. THOMAS. *Surface energy of spinel*. Journal of Applied Physics Band 48: S. 4576 (1977), DOI: [10.1063/1.323486](#) 73
- [Mit64] E. N. MITCHELL, H. B. HAUKAAS, H. D. BALE, J. B. STREEPER. *Compositional and Thickness Dependence of the Ferromagnetic Anisotropy in Resistance of Iron-Nickel Films*. Journal of Applied Physics Band 35 (1964), DOI: [10.1063/1.1713808](#) 54
- [Miy47] S. MIYAKE, R. UEDA. *On Phase Transformation of BaTiO₃*. J. Phys. Soc. Jpn. Band 2: S. 93 (1947), DOI: [10.1143/JPSJ.2.93](#) 86
- [Mos66] R. MOSKOWITZ, E. D. TORRE. *Theoretical Aspects of Demagnetization Tensors*. IEEE Transactions on Magnetics Band 2 (1966) 36
- [Mos02] A. MOSER, K. TAKANO, D. T. MARGULIES, M. ALBRECHT, Y. SONOBE, Y. IKEDA, S. SUN, E. E. FULLERTON. *Magnetic recording: advancing into the future*. Journal of Physics D: Applied Physics Band 35 (2002), DOI: [10.1088/0022-3727/35/19/201](#) 10
- [Mot36] N. F. MOTT. *The Electrical Conductivity of Transition Metals*. Proc. R. Soc. Lond. A Band 153: S. 699 (1936), DOI: [10.1098/rspa.1936.0031](#) 54
- [Mur05] M. MURAKAMI, K. S. CHANG, M. A. ARONOVA, C. L. LIN, M. H. YU, J. H. SIMPERS, M. WUTTIG, I. TAKEUCHI, C. GAO, B. HU, S. E. LOFLAND, L. A. KNAUSS, L. A. BENDERSKY. *Tunable multiferroic properties in nanocomposite PbTiO₃-CoFe₂O₄ epitaxial thin films*. Applied Physics Letters Band 87 (2005), DOI: [10.1063/1.2041825](#) 71
- [Nan08] C.-W. NAN, M. I. BICHURIN, S. DONG, D. VIEHLAND, G. SRINIVASAN. *Multiferroic magnetoelectric composites: Historical perspective, status, and future directions*. Journal of Applied Physics Band 103: S. 031101 (2008), DOI: [10.1063/1.2836410](#) 10
- [Ney10] A. NEY. *Element Specific Versus Integral Structural and Magnetic Properties of Co:ZnO and Gd:GaN Probed with Hard X-ray Absorption Spectroscopy*. Materials Band 3: S. 3565 (2010), DOI: [10.3390/ma3063565](#) 19

-
- [Nib03] J. P. NIBARGER, R. LOPUSNIK, Z. CELINSKI, T. J. SILVA. *Variation of magnetization and the Lande g factor with thickness in Ni-Fe films*. Applied Physics Letters Band 83 (2003), DOI: [10.1063/1.1588734](https://doi.org/10.1063/1.1588734) 167
- [Nol02] W. NOLTING. *Grundkurs Theoretische Physik 5/2*. Springer (2002) 203
- [NSC] Mikromash. URL <http://www.spmtips.com/nsc/18/co-cr> 92
- [Nye57] J. F. NYE. *Physical Properties of Crystals*. Oxford (1957) 41
- [O'H00] R. C. O'HANDLEY. *Modern Magnetic Materials*. John Wiley & Sons, Ltd. (2000) 18, 38
- [O'H07] R. C. O'HANDLEY. *Magnetostrictive Materials and Magnetic Shape Memory Materials*. In H. KONRMÜLLER, S. PARKIN, Herausgeber, *Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Material*, Band 4. John Wiley & Sons, Ltd. (2007) 46
- [Ort88] T. ORTH, U. NETZELMANN, J. PELZL. *Thermal wave imaging by photothermally modulated ferromagnetic resonance*. Applied Physics Letters Band 53: S. 1979 (1988), DOI: [10.1063/1.100338](https://doi.org/10.1063/1.100338) 11
- [Osb45] J. A. OSBORN. *Demagnetizing Factors of the General Ellipsoid*. Phys. Rev. Band 67: S. 351 (1945), DOI: [10.1103/PhysRev.67.351](https://doi.org/10.1103/PhysRev.67.351) 35, 97
- [Ous12] J. OUSTERHOUT. *Tcl / Tk 8.5* (2012). URL <http://www.tcl.tk/>. Open source 119
- [Pak73] G. E. PAKE, T. L. ESTLE. *The Physical Principles of Electron Paramagnetic Resonance*. W. A. Benjamin Inc. (1973) 19
- [Pan11] N. PANWAR, I. COONDOO, V. SEN, S. K. AGARWAL. *Structural, Morphological, Magneto-Transport and Thermal Properties of Antimony Substituted (La,Pr)_{2/3}Ba_{1/3}Mn_{1-x}Sb_xO₃ Perovskite Manganites*. In *Advances in Ceramics - Electric and Magnetic Ceramics, Bioceramics, Ceramics and Environment*. InTech (2011), DOI: [10.5772/22762](https://doi.org/10.5772/22762) 102
- [Par] Park Systems Corp. *XEI 1.7.3*. URL <http://park-systems-xei.software.informer.com/> 80
- [Par08] S. S. P. PARKIN, M. HAYASHI, L. THOMAS. *Magnetic Domain-Wall Racetrack Memory*. Science Band 320 (2008), DOI: [10.1126/science.1145799](https://doi.org/10.1126/science.1145799) 10
- [Pau25] W. PAULI. *Über den Zusammenhang des Abschlusses der Elektronengruppen im Atom mit der Komplexstruktur der Spektren*. Zeitschrift für Physik Band 31: S. 765 (1925) 15

- [PCP03] *PCPDFWIN v.2.4* (2003). URL <http://www.icdd.com/> 82
- [Pel03] J. PELZL, R. MECKENSTOCK, D. SPODDIG, F. SCHREIBER, J. PFLAUM, Z. FRAIT. *Spin-orbit-coupling effects on g-value and damping factor of the ferromagnetic resonance in Co and Fe films*. Journal of Physics: Condensed Matter Band 15: S. 451 (2003) 25
- [Poi13] S. D. POISSON. *Remarques sur une équation qui se présente dans la théorie des attractions des sphéroïdes*. Nouveau Bulletin des sciences, par la société philomatique Band 3: S. 588 (1813) 33, 205
- [Pol49] D. POLDER. *VIII. On the theory of ferromagnetic resonance*. Philosophical Magazine Series 7 Band 40(300): S. 99 (1949), DOI: [10.1080/14786444908561215](https://doi.org/10.1080/14786444908561215) 20
- [Pra09] A. PRABHAKAR, D. D. STANCIL. *Spin Waves Theory and Applications*. Springer (2009) 48, 223
- [Pri82] G. A. PRINZ, G. T. RADO, J. J. KREBS. *Magnetic properties of single-crystal {110} iron films grown on GaAs by molecular beam epitaxy*. Journal of Applied Physics Band 53 (1982), DOI: [10.1063/1.330707](https://doi.org/10.1063/1.330707) 175
- [Rad59] G. RADO, J. WEERTMAN. *Spin-wave resonance in a ferromagnetic metal*. Journal of Physics and Chemistry of Solids Band 11: S. 315 (1959), DOI: [10.1016/0022-3697\(59\)90233-1](https://doi.org/10.1016/0022-3697(59)90233-1) 157
- [Rai12] R. C. RAI, S. WILSER, M. GUMINIAK, B. CAI, M. L. NAKARMI. *Optical and electronic properties of NiFe₂O₄ and CoFe₂O₄ thin films*. Applied Physics A Band 106: S. 207 (2012), DOI: [10.1007/s00339-011-6549-z](https://doi.org/10.1007/s00339-011-6549-z) 71
- [Ram07] R. RAMESH, N. A. SPALDIN. *Multiferroics: progress and prospects in thin films*. Nature Materials Band 6: S. 21 (2007), DOI: [10.1038/nmat1805](https://doi.org/10.1038/nmat1805) 9
- [Rec13] N. RECKERS. *Elektrische Detektion der Spindynamik in einzelnen ferromagnetischen Nanostrukturen*. Dissertation, Universität Duisburg-Essen (2013) 11, 59, 164, 189
- [Rei77] L. REIMER, G. PFEFFERKORN. *Rasterelektronenmikroskopie*. Springer-Verlag (1977) 87
- [Rig09] F. RIGATO, J. GESHEV, V. SKUMRYEV, J. FONTCUBERTA. *The magnetization of epitaxial nanometric CoFe₂O₄(001) layers*. Journal of Applied Physics Band 106 (2009), DOI: [10.1063/1.3267873](https://doi.org/10.1063/1.3267873) 46, 96

-
- [Röm12] F. M. RÖMER, M. MÖLLER, K. WAGNER, L. GATHMANN, R. NARKOWICZ, H. ZÄHRES, B. R. SALLES, P. TORELLI, R. MECKENSTOCK, J. LINDNER, M. FARLE. *In situ multifrequency ferromagnetic resonance and x-ray magnetic circular dichroism investigations on Fe/GaAs(110): Enhanced g-factor*. Applied Physics Letters (2012) 20
- [Run74] A. RUN, D. TERRELL, J. SCHOLING. *An in situ grown eutectic magneto-electric composite material*. Journal of Materials Science Band 9 (1974), DOI: [10.1007/BF00540771](https://doi.org/10.1007/BF00540771) 10
- [Rus25] H. N. RUSSEL, F. SAUNDERS. *New Regularities in the Spectra of the Alkaline Earths*. Astrophysical Journal Band 61: S. 38 (1925), DOI: [10.1086/142872](https://doi.org/10.1086/142872) 18
- [SA13] C. SCHMITZ-ANTONIAK, D. SCHMITZ, P. BORISOV, F. M. F. DE GROOT, S. STIENEN, A. WARLAND, B. KRUMME, R. FEYERHERM, E. DUDZIK, W. KLEEMANN, H. WENDE. *Electric in-plane polarisation in multiferroic BaTiO₃ / CoFe₂O₄ nanocomposite tuned by magnetic fields*. Nature Communications Band 4(2051) (2013), DOI: [10.1038/ncomms3051](https://doi.org/10.1038/ncomms3051) 99
- [Sco07] J. F. SCOTT. *Data storage: Multiferroic memories*. Nature Materials Band 6: S. 256 (2007), DOI: [10.1038/nmat1868](https://doi.org/10.1038/nmat1868) 9
- [Sha12] J. M. SHAW, H. T. NEMBACH, T. J. SILVA. *Determination of spin pumping as a source of linewidth in sputtered Co₉₀Fe₁₀/Pd multilayers by use of broadband ferromagnetic resonance spectroscopy*. Phys. Rev. B Band 85: S. 054412 (2012), DOI: [10.1103/PhysRevB.85.054412](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.85.054412) 20
- [She04] J. SHEN, Z. GAI, J. KIRSCHNER. *Growth and magnetism of metallic thin films and multilayers by pulsed-laser deposition*. Surface Science Reports Band 52: S. 163 (2004) 61, 84
- [Smi51] J. SMIT. *Magnetoresistance of ferromagnetic metals and alloys at low temperatures*. Physica Band 17: S. 612 (1951), DOI: [10.1016/0031-8914\(51\)90117-6](https://doi.org/10.1016/0031-8914(51)90117-6) 53
- [Smi59] J. SMIT, H. P. J. WIJN. *Ferrites*. Philips Technical Library (1959) 19, 24, 71
- [Smi87] N. SMITH, W. DOYLE, D. MARKHAM, D. LATOURETTE. *Magnetoresistive measurement of the exchange constant in permalloy*. Magnetism, IEEE Transactions on Band 23(5): S. 3248 (1987), DOI: [10.1109/TMAG.1987.1065345](https://doi.org/10.1109/TMAG.1987.1065345) 119
- [Spa64] M. SPARKS. *Ferromagnetic-Relaxation Theory*. McGraw-Hill Book Company (1964) 21, 46
- [Stö92] J. STÖHR. *NEXAFS Spectroscopy*. Springer (1992) 55, 101

- [Stö06] J. STÖHR, H. C. SIEGMANN. *Magnetism - From Fundamentals to Nanoscale Dynamics*. Springer Berlin (2006) 16, 36, 55
- [Suh55] H. SUHL. *Ferromagnetic Resonance in Nickel Ferrite Between One and Two Kilomegacycles*. Phys. Rev. Band 97: S. 555 (1955) 24
- [Suz99] Y. SUZUKI, G. HU, R. B. VAN DOVER, R. J. CAVA. *Magnetic anisotropy of epitaxial cobalt ferrite thin films*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials Band 191 (1999), DOI: 10.1016/S0304-8853(98)00364-3 98
- [Swa53] H. E. SWANSON, R. K. FUYAT. *NBS Circular 539*. National Bureau of Standards Band 3 (1953) 82
- [Swa71] H. E. SWANSON, H. F. MC MURDIE, M. C. MORRIS, E. H. EVANS, B. PARETZKIN, J. H. DE GROOT, S. J. CARMEL. *Standard X-ray Diffraction Powder Patterns*, Band 25. National Bureau of Standards (1971) 84
- [Szo06] Z. SZOTEK, W. M. TEMMERMAN, D. KÖDDERITZSCH, A. SVANE, L. PETIT, H. WINTER. *Electronic structures of normal and inverse spinel ferrites from first principles*. Physical Review B Band 74(17):174431 (2006), DOI: 10.1103/PhysRevB.74.174431 71
- [Taz09] R. TAZAKI, D. FU, M. ITOH, M. DAIMON, S. KOSHIHARA. *Lattice distortion under an electric field in BaTiO₃ piezoelectric single crystal*. Journal of Physics: Condensed Matter Band 21 (2009), DOI: 10.1088/0953-8984/21/21/215903 69, 236
- [Tip00] P. A. TIPLER. *Physik*. Spektrum Akademischer Verlag Heidelberg, Berlin, Oxford (2000) 203, 206
- [vG93] O. H. VON GEISAU. *Photothermische Untersuchungen der FMR langwelliger kollektiver magnetischer Anregungen in YIG*. Dissertation, Ruhr-Universität Bochum (1993) 25
- [Vie00] C. VIEU, F. CARCENAC, A. PÉPIN, Y. CHEN, M. MEJIAS, A. LEBIB, L. MANIN-FERLAZZO, L. COURAUD, H. LAUNOIS. *Electron beam lithography: resolution limits and applications*. Applied Surface Science Band 164 (2000), DOI: 10.1016/S0169-4332(00)00352-4 10
- [Vis02] A. VISINOIU, M. ALEXE, H. N. LEE, D. N. ZAKHAROV, A. PIGNOLET, D. HESSE, U. GÖSELE. *Initial growth stages of epitaxial BaTiO₃ films on vicinal SrTiO₃ (001) substrate surfaces*. Journal of Applied Physics Band 91 (2002) 73

-
- [Viv04] E. P. VIVÉ. *Geometry Effects on the Electromagnetic Properties of Linear Magnetic Materials and Superconductors in the Critical State*. Dissertation, Universitat Autònoma de Barcelona (2004) 38
- [Vog99] H. VOGEL. *Gerthsen Physik*. Springer (1999) 125, 146, 204
- [Von66] S. V. VONSOVSKI. *Ferromagnetic Resonance*. Pergamon Press, Oxford London Edinburgh New York Toronto Paris Frankfurt (1966) 25, 30, 214
- [VV32] J. H. VAN VLECK. *Theory of the Variations in Paramagnetic Anisotropy Among Different Salts of the Iron Group*. Phys. Rev. Band 41: S. 208 (1932), DOI: [10.1103/PhysRev.41.208](https://doi.org/10.1103/PhysRev.41.208) 19
- [vV37] J. H. VAN VLECK. *On the Anisotropy of Cubic Ferromagnetic Crystals*. Physical Review Band 52: S. 1178 (1937), DOI: [10.1103/PhysRev.52.1178](https://doi.org/10.1103/PhysRev.52.1178) 40
- [Wae06] B. V. WAEYENBERGE, A. PUZIC, H. STOLL, K. W. CHOU, T. TYLISZCZAK, R. HERTEL, M. FÄHNLE, H. BRÜCKL, K. ROTT, G. REISS, I. NEUDECKER, D. WEISS, C. H. BACK, G. SCHÜTZ. *Magnetic vortex core reversal by excitation with short bursts of an alternating field*. Nature Band 444 (2006), DOI: [10.1038/nature05240](https://doi.org/10.1038/nature05240) 10
- [Wan10] W. WANG, C. MU, B. ZHANG, Q. LIU, J. WANG, D. XUE. *Two-dimensional periodic boundary conditions for demagnetization interactions in micromagnetics*. Computational Materials Science Band 49: S. 84 (2010), DOI: [10.1016/j.commatsci.2010.04.024](https://doi.org/10.1016/j.commatsci.2010.04.024) 142
- [Was11] R. WASER. *Nanoelectronics and Information Technology*. Wiley (2011) . 70
- [Wei79] C. WEISSMANTEL, C. HAMANN. *Grundlagen der Festkörperphysik*. Springer-Verlag (1979) 26
- [Wol03] D. E. WOLF. *Vorlesung: Elektrodynamik Relativistische Teilchen und Felder* (2003) 33
- [Woo97] P. M. WOODWARD. *Octahedral Tilting in Perovskites. I. Geometrical Considerations*. Acta Cryst. Band B53: S. 32 (1997) 68
- [Zha04] J. ZHANG. *Application of Electron Energy-Loss Spectroscopy to Ferroelectric Thin Films*. Dissertation, Martin-Luther Universität Halle-Wittenberg (2004) 73
- [Zhe04a] H. ZHENG. *Growth and characterization of multiferroic BaTiO_3 - CoFe_2O_4 thin film nanostructures*. Dissertation, University of Maryland (2004) 67, 73, 78

- [Zhe04b] H. ZHENG, J. WANG, S. E. LOFLAND, Z. MA, MOHADDES-ARDABILI, T. ZHAO, L. SALAMANCA-RIBA, S. R. SHINDE, S. B. OGALE, F. BAI, D. VIEHLAND, Y. JIA, D. G. SCHLOM, M. WUTTIG, A. ROYTBURD, R. RAMESH. *Multiferroic $BaTiO_3$ - $CoFe_2O_4$ Nanostructures*. Science Band 303: S. 661 (2004), DOI: [10.11.26/science.1094207](https://doi.org/10.1126/science.1094207) 10, 96
- [Zhe04c] H. ZHENG, J. WANG, L. MOHADDES-ARDABILI, M. WUTTIG, L. SALAMANCA-RIBA, D. G. SCHLOM, R. RAMESH. *Three-dimensional heteroepitaxy in self-assembled $BaTiO_3$ - $CoFe_2O_4$ nanostructures*. Applied Physics Letters Band 85: S. 2035 (2004) 62, 78
- [Zhe06] H. ZHENG, Q. ZHAN, F. ZAVALICHE, M. SHERBURNE, F. STRAUB, M. P. CRUZ, L.-Q. CHEN, U. DAHMEN, R. RAMESH. *Controlling Self-Assembled Perovskite-Spinel Nanostructures*. Nano Letters Band 6: S. 1401 (2006) 74, 79, 80
- [Zhe11] Y. X. ZHENG, Q. Q. CAO, C. L. ZHANG, H. C. XUAN, L. Y. WANG, D. H. WANG, Y. W. DU. *Study of uniaxial magnetism and enhanced magnetostriction in magnetic-annealed polycrystalline $CoFe_2O_4$* . Journal of Applied Physics Band 110 (2011), DOI: [10.1063/1.3624661](https://doi.org/10.1063/1.3624661) 45

Eigene Veröffentlichungen

Artikel

1. C. Hassel, S. Stienen, F. M. Römer, R. Meckenstock, G. Dumpich, and J. Lindner
Resistance of domain walls created by means of a magnetic force microscope in transversally magnetized epitaxial Fe wires
Appl. Phys. Lett. 95, 032504 (2009)
2. J. Lindner, C. Hassel, A. V. Trunova, F. M. Römer, S. Stienen, I. Barsukov
Magnetism of Single-Crystalline Fe Nanostructures
Journal of Nanoscience and Nanotechnology 10, 6161 (2010)
3. A. Banholzer, R. Narkowicz, C. Hassel, R. Meckenstock, S. Stienen, O. Posth, D. Suter, M. Farle and J. Lindner
Visualization of spin dynamics in single nanosized magnetic elements
Nanotechnology 22, 295713 (2011)
4. M. Comesana-Hermo, D. Ciuculescu, Z.-A. Li, S. Stienen, M. Spasova, M. Farle and C. Amiens
Stable single domain Co nanodisks: synthesis, structure and magnetism
Journal of Materials Chemistry 22, 8043 (2012)
5. C. Schmitz-Antoniak, D. Schmitz, P. Borisov, F.M.F. de Groot, S. Stienen, A. Warland, B. Krumme, R. Feyerherm, E. Dudzik, W. Kleemann, and H. Wende
Electric in-plane polarisation in multiferroic $\text{CoFe}_2\text{O}_4/\text{BaTiO}_3$ nanocomposite tuned by magnetic fields
Nature Communications 4, 2051 (2013)
6. Z. Duan, C. T. Boone, X. Cheng, I. N. Krivorotov, N. Reckers, S. Stienen, M. Farle, J. Lindner
Tuning the Damping of Spin Wave Modes by Spin Hall Current in Permalloy/-Platinum Wires
Physical Review Letters, (eingereicht)
7. C. Schoeppner, K. Wagner, S. Stienen, O. Posth, R. Narkowicz, D. Suter, M. Farle, R. Meckenstock, and J. Lindner
Magnon excitations in a single μm cobalt stripe, (in Vorbereitung)

Vorträge

1. S. Stienen, R. Meckenstock
Thermische und magnetische Charakterisierung von Co Streifenstrukturen mittels Rastersondenmikroskopie basierter Detektion der Ferromagnetischen Resonanz
Frühjahrstagung der DPG, Berlin (2008)
2. S. Stienen, P. Borisov
Ortsaufgelöste Ferromagnetische Resonanz an Nanokompositen
Klausurtagung des SFB 491, Knüllwald-Rengshausen (2009)
3. S. Stienen, P. Borisov, C. Schmitz-Antoniak, H. Wende and M. Farle
Magnetoelektrisch kontrollierter Exchange Bias und Spintronik
Klausurtagung des SFB 491, Knüllwald-Rengshausen (2010)

Poster

1. S. Stienen, F. M. Römer, C. Hassel, I. Barsukov, R. Meckenstock, J. Lindner and M. Farle
Thermal detection of the ferromagnetic resonance
Frühjahrstagung der DPG, Dresden (2009)
2. S. Stienen, R. Meckenstock, C. Hassel, N. Reckers and M. Farle
Thermal detection of the ferromagnetic resonance
International Colloquium on Magnetic Films and Surfaces, Berlin (2009)
3. S. Stienen, R. Meckenstock, C. Hassel, N. Reckers, A. Banholzer and M. Farle
Simulations and measurements of ferromagnetic resonance modes on permalloy cross structures
Edgar-Lüscher-Seminar, Klosters (2010)
4. S. Stienen, R. Meckenstock, C. Hassel, N. Reckers, J. Lindner and M. Farle
Spin wave modes in magnetic nanostructures as seen by Ferromagnetic Resonance
Frühjahrstagung der DPG, Dresden (2011)
5. S. Stienen, R. Meckenstock, J. Lindner, N. Reckers, J. Lindner, K. Wagner, F. Römer Z. Duan and M. Farle
Spindynamics of microstructured permalloy systems
Frühjahrstagung der DPG, Berlin (2012)

Danksagung

Zum erfolgreichen Abschluss dieser Arbeit haben viele Personen beigetragen. An dieser Stelle möchte ich mich bei diesen Personen bedanken. Die gewählte Reihenfolge spiegelt dabei nicht unbedingt die Wichtigkeit der genannten Personen wieder.

Ein besondere Dank gebührt Prof. Dr. Michael Farle für die Unterstützung und Förderung dieser Arbeit.

Bei Dr. Ralf Meckenstock bedanke ich mich für sein stets offenes Ohr und die Bereitschaft auch über abwegige Modellansätze zu diskutieren. Um die Plausibilität von neuen Ansätzen zu testen, ist er meistens die erste Person gewesen, der ich versucht habe meine Idee näherzubringen.

Mein Dank gilt auch Dr. Jürgen Lindner, dessen Vorschlag es war mikromagnetische Simulationen an dem Permalloy-Leiterbahnsystem durchzuführen. Durch ihn sind viele der Kooperationen entstanden, die für den Erfolg dieser Arbeit entscheidend gewesen sind.

Ohne die, von Dr. Carolin Schmitz-Antoniak organisierten, Messzeiten bei BESSY II und der ESRF wären die vorgestellten Messungen des linearen Röntgendiffraktionsindex nicht möglich gewesen. Ich bedanke ich mich nicht nur dafür, sondern auch für ihre große Hilfe bei der Interpretation der gesammelten Messdaten.

Vielen Stunden der kontroversen Diskussion mit B. Sc. Kai Wagner haben die Grundlage für die Modellvorstellungen gebildet, mit denen die verschiedenen Anregungsmoden beschreiben worden sind. Nicht nur für diese Diskussionen, sondern auch für alle nicht wissenschaftlichen Aktivitäten gilt ihm mein besonderer Dank.

Meinem Kollegen Dr. Florian Römer möchte ich danken, dass er mich mein ganzes Studium begleitet hat. Die vielen wissenschaftlichen und besonders die nicht wissenschaftlichen Beschäftigungen im FMR-Labor werde ich nicht vergessen.

Ich bedanke mich bei Dipl. Ing. Horst Zähres und Dieter Schädel, die mich durch ihre hervorragende Arbeit und ihre Ratschläge bei experimentellen Aufgaben unterstützt haben.

Weiterhin bedanke ich mich bei Dr. Pavel Borisov. Er hat mich in die Funktionsweise des PLD-Aufbaus eingewiesen und mit dessen Hilfe sind die Nanokompositproben entstanden.

Dipl. Ing. Ulrich von Hörsten danke ich für die Durchführung der Röntgenbeugungsexperimente.

Durch die Zusammenarbeit mit Dr. Zheng Duan an der Universität von Kalifornien in Irvine sind die Messungen der ferromagnetischen Resonanz an den einzelnen Permalloy-Leiterbahnen entstanden. Ich danke für die Bereitstellung aller gemessenen Daten.

Dem Beamlinebetreuer Dr. Detlef Schmitz der Beamline UE46-PGM1 von BESSY II gilt ebenfalls mein Dank. Während der durchgeführten Messzeiten hat er für einen reibungsfreien Ablauf gesorgt und bei der Analyse der Messdaten hilfreich zur Seite gestanden.

Dipl. Phys. Nathalie Reckers danke ich für die Herstellung der Permalloy-Leiterbahnen, die die Grundlage der Simulationen bilden. Des Weiteren wurde durch sie ein stetiger Nachschub von Kuchen im Büro gesichert.

Bedanken möchte ich mich außerdem bei Dr. Christoph Hassel. Durch ihn wurde ich an die mikromagnetischen Simulation herangeführt. Gerade zu Beginn meiner Arbeit wurden mit ihm viele Fragen der Magnetisierungsdynamik diskutiert. Das Entmagnetisierungsfeld ist ja gar nicht konstant.....

Des Weiteren danke ich Dr. Bernhard Krumme für die vielen Stunden während der Synchrotron-Messzeiten.

Ganz besonders möchte ich mich bei meiner Mutter bedanken. Ohne ihre fortwährende Unterstützung während des gesamten Studiums wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen.

Mein herzlichster Dank geht an meine Freundin Katja Pryzborowski. Sie stand nicht nur bei der Korrektur hilfreich zur Seite, sondern hat mich gerade in den letzten Wochen vor Fertigstellung dieser Arbeit in allen Bereichen beigestanden.

Zum Schluss möchte ich mich bei allen aktuellen und ehemaligen Mitgliedern der Arbeitsgruppe Farle bedanken, die nicht explizit aufgezählt worden sind. Sie allen haben in der Arbeitsgruppe stets für eine angenehme Arbeitsatmosphäre gesorgt.

Diese Arbeit wurde mit finanziellen Mitteln durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft im Rahmen des Sonderforschungsbereiches 491 unterstützt.

Tabellarischer Lebenslauf

Der Lebenslauf ist in der Online-Version aus Gründen des Datenschutzes nicht enthalten

Erklärung

Hiermit versichere ich, die vorliegende Arbeit selbstständig und unter ausschließlicher Verwendung der angegebenen Literatur und Hilfsmittel erstellt zu haben.

Die Arbeit wurde bisher in gleicher oder ähnlicher Form keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegt und auch nicht veröffentlicht.

Duisburg, 10. Juli 2013

Sven Stienen